

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astronomie et Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Hélène MENAGER

Thèse dirigée par **Jean LILENSTEN**
et codirigée par **Mathieu BARTHÉLEMY**

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble**
dans l'**Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

Modélisation des émissions auro- rales de Jupiter dans l'ultraviolet. Modélisation de l'émission Lyman α de Jupiter chauds.

Thèse soutenue publiquement le **1er juillet 2011**,
devant le jury composé de :

Dr France ALLARD

Directrice de recherche, Centre de Recherche Astronomique de Lyon,
Rapporteur

Dr Renée PRANGÉ

Directrice de recherche, LESIA - Observatoire de Paris, Rapporteur

Dr François FORME

Professeur, Université Paul Sabatier, Examineur

Dr Alain LECAVELIER DES ETANGS

Chargé de recherche, Observatoire de Paris, Examineur

Dr Nadège MEUNIER

Astronome Adjoint, Université Joseph Fourier, Institut de Planétologie et d'Astro-
physique de Grenoble, Examinatrice

Dr Jean LILENSTEN

Directeur de recherche, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble,
Directeur de thèse

Dr Mathieu BARTHÉLEMY

Maître de conférences, Université Joseph Fourier, Institut de Planétologie et d'As-
trophysique de Grenoble, Co-Directeur de thèse



Remerciements

Je souhaite très vivement remercier Mathieu d'avoir été un *excellent* directeur de thèse. Je le remercie tout particulièrement de s'être toujours montré disponible et de s'être creusé la tête avec moi quand j'étais dans des impasses. J'ai eu l'honneur d'être sa première thésarde et j'encourage d'autres étudiants à s'engager dans l'aventure !

Je remercie Jean d'avoir été "officiellement" mon directeur de thèse... et merci, Jean, de nous faire profiter de ton enthousiasme pour la science et la vulgarisation !

Travailler dans l'équipe de Mathieu et Jean est une chance au niveau scientifique, mais aussi au niveau humain. En particulier, en tant que thésard, il est très agréable de se sentir estimé comme un de leur collègues. Je les remercie également tous les deux de m'avoir permis de découvrir le monde de la planétologie, du Spitzberg à Hawaï en passant par le Pic du Midi, Berlin, Bruxelles, Vienne, Saint Petersburg, Rome et Brest.

Merci à France Allard et Renée Prangé, ainsi qu'à François Forme, Alain Lecavelier Des Etangs et Nadège Meunier qui ont accepté d'évaluer cette thèse. Je les remercie de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et des remarques qu'ils ont apportées.

Merci à Tommi Koskinen, avec qui j'ai beaucoup apprécié de collaborer.

Merci à Hervé Abgrall et Evelyne Roueff d'avoir permis à une novice de comprendre la spectroscopie de H_2 , et merci de m'avoir fourni le résultat de vos calculs. Je leur présente mes excuses de ne pas encore avoir publié sur H_2 , cela fait partie de ma liste de choses à faire...

Merci à David Ehrenreich d'avoir pris le temps de m'aider à utiliser le calculateur de temps d'exposition de STIS, et merci de m'avoir passé les spectres de HD 209458 et HD 189733.

Merci à Jonathan Ferreira d'avoir accepté d'être mon tuteur de monitorat, d'autant plus que cette responsabilité s'est concrétisée par de réjouissantes tâches administratives...

Merci à Alfred Edward Housman (1859-1936) de m'avoir rassurée sur l'avancement de mes recherches : *"It's lucky you are going so slowly, because you're going*

in the wrong direction."

Merci à Thomas, mon cher cobureau, pour l'agréable cohabitation pendant ces

3 ans. Bon vent (breton) pour la suite!



Merci à Gaël de m'avoir associée à son travail sur Ganymède, j'ai beaucoup apprécié les discussions que nous avons eues, Gaël, c'est un réel plaisir de travailler avec toi.

Merci à Julien pour les discussions;-) que nous avons eues sur les transitions de H_2 ou la géométrie des lignes de visée... et surtout pour son *inestimable* soutien quotidien.

Merci à Geneviève et Daniel d'avoir fait toute cette route pour venir à ma soutenance!

Merci aussi à tous les amis qui sont venus : Charlène, Claude, Cyril, David, Ludo, Maud, Nico, Olivier, Raph, Sophie, dont la présence m'a fait très plaisir.

Et enfin une pensée pour ma grand-mère et mes parents qui auraient bien aimé pouvoir venir aussi.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Résumé	vii
Abstract	viii
Notations	1
Introduction	3
I Emissions aurales UV de Jupiter	5
1 Problématique : caractérisation des flux d'électrons qui précipitent dans les aurores de Jupiter	7
1 Introduction : Jupiter	7
1.1 Caractéristiques dynamiques	7
1.2 Structure interne	7
1.3 L'atmosphère de Jupiter	8
1.4 Missions spatiales vers Jupiter	9
2 Les aurores de Jupiter	12
2.1 Les aurores terrestres	12
2.2 Origine des précipitation aurales de Jupiter	15
2.3 Morphologie des aurores	20
2.4 Spectre des aurores, du radio à l'X	23
3 Problématique : contraindre les flux d'électrons qui précipitent	30
4 Comment modéliser les précipitations d'électrons dans les aurores de Jupiter ?	31
4.1 Modélisations antérieures	31
4.2 La famille de codes TRANS*	35
2 Emission Lyman α des aurores de Jupiter	43
1 Modélisation avec TRANS-Jupiter	43
1.1 L'atmosphère aurorale de Jupiter	43
2 Quenching	46
3 Transfert radiatif	49
3.1 Code de transfert radiatif : historique	49

3.2	Equation de transfert radiatif	50
3.3	Résolution par la méthode de Feautrier	53
4	Conclusions	54
4.1	Caractérisation des précipitations de basse énergie (< 10 keV)	54
4.2	Précipitations de haute énergie	56
3	Emissions UV de H_2 dans les aurores de Jupiter	59
1	Contexte	59
1.1	Spectroscopie de H_2 dans l'UV lointain	60
1.2	Observations du spectre UV de H_2 dans les aurores	64
1.3	Analyses antérieures du spectre de H_2	70
2	Spectres synthétiques de H_2	72
2.1	Emission des raies	72
2.2	Auto-absorption des bandes de Lyman et Werner	77
2.3	Emission dans le continuum	77
2.4	Absorption par le méthane	78
2.5	Profil des raies	78
2.6	Validation du modèle : comparaison avec des données expérimentales	78
2.7	Caractéristiques du spectre	79
3	Résultats	79
3.1	Résolution spectrale	79
3.2	Variation des raies en fonction de l'énergie des électrons	83
4	Conclusion	88
II	Emission Lyman α des Jupiter chauds	91
4	Contexte	93
1	Détection indirecte	93
1.1	Cas de HD 209458b	94
1.2	Cas de HD 189733b	94
2	Observation directe	95
5	De la modélisation de l'émission Lyman-α de Jupiter à celle d'un Jupiter chaud	97
1	Modèles d'atmosphère	97
2	Une atmosphère fortement ionisée	101
3	Quel type de plasma dans l'atmosphère d'un Jupiter chaud ?	102
3.1	Plasmas relativistes, quantiques ou classiques	102
3.2	Corrélations	102
3.3	Ecrantage de Debye	103
4	Equations cinétiques dans les plasmas	104
4.1	Hiérarchie BBGKY	104
4.2	Equation de Boltzmann : collisions binaires	105
4.3	Interactions à longue portée	107
4.4	Collisions proches et lointaines	107
5	Sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques	107

6	Fonction de friction	110
6.1	Fonction de friction utilisée dans TRANS-Jupiter	111
6.2	Fonction de friction utilisée dans TRANS-Jupiter-chaud	113
7	Conclusion : le code TRANS-Jupiter-chaud	115
6	Emission aurorale de HD 209458b	117
1	Hypothèses hypothétiques	117
2	Intensité des émissions aurorales de HD 209458b	118
3	Emission de l'étoile HD 209458	118
4	Rapport entre l'émission de l'étoile et celle de la planète	122
7	Emission thermique	125
1	Propriétés de l'équilibre thermique	126
1.1	Théorie cinétique des gaz	126
1.2	Distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann	127
1.3	Taux de collision	127
1.4	Population des niveaux discrets	129
2	Calcul de l'émission thermique hors-ETL	130
2.1	Méthode 1 : calcul du taux d'excitation de H(2p)	130
2.2	Méthode 2 : calcul des densités de H(2s) et H(2p)	130
3	Processus d'excitation	142
3.1	Notation	142
3.2	Collisions inélastiques	142
3.3	Quenching (E4 à E8)	143
3.4	Recombinaison de H ⁺ (E9 et E10)	144
3.5	Dissociation de H ₂ (E11 à E13)	145
3.6	Cascades (E14 à E16)	145
3.7	Photoexcitation (E17)	146
4	Processus de perte	146
4.1	Collisions superélastiques (D1 à D3)	146
4.2	Quenching (D4 à D8)	147
4.3	Ionisation (D9 à D12)	147
4.4	Collisions inélastiques (D13 à D15)	148
4.5	Attachement électronique (D16)	148
4.6	Formation de H ₂ ⁺ (D17)	148
4.7	Absorption d'un photon (D18)	149
4.8	Emission d'un photon (D19)	154
5	Résultat : émission thermique de l'atmosphère	156
8	Emission non aurorale de HD 209458b	159
1	Intensité de la raie	159
1.1	Intégration sur la surface de la planète	160
1.2	Absorption par le milieu interstellaire	163
2	Implications sur le modèle d'atmosphère	163
3	Emission calculée avec le modèle "refroidi"	166

9	Emission de HD 189733b	171
1	Hypothèses	171
2	Sources internes	173
3	Emission de la planète	173
3.1	Cas où l'activité de l'étoile est comparable à celle du soleil . .	173
3.2	Cas d'une étoile plus active en $\text{Ly}\alpha$	175
10	Conclusion	179
	Conclusion	181
III	Annexes	183
A	Article sur la modélisation de la raie $\text{Ly}\alpha$ des aurores de Jupiter	185
B	Spectres synthétiques de H_2	195
C	Transfert d'énergie lors de collisions coulombiennes binaires dans un plasma	209
1	Calcul de l'énergie transférée	209
2	Interprétation du logarithme coulombien	212
D	Physique statistique et théorie cinétique des gaz	215
1	Bases de la physique statistique	215
1.1	Cadre	215
1.2	Postulat fondamental	215
2	Théorème d'équipartition	215
3	Evolution temporelle d'un système en physique statistique classique .	216
3.1	Equation maîtresse pour un système isolé	216
3.2	Equation maîtresse pour un système en contact avec un thermostat	216
3.3	Evolution temporelle vers l'équilibre	216
3.4	Equilibre détaillé	217
E	Correction sphérique dans l'expression de l'épaisseur optique	219
1	Atmosphère plan-parallèle	219
2	Correction sphérique	220
F	Article : Mesure de la polarisation d'une raie de H_3^+ dans les aurores de Jupiter	225
G	Contribution à des articles	241
1	Energie consommée pour créer une paire électron-ion dans cinq atmosphères planétaires.	241
2	Polarisation de la raie rouge dans les aurores terrestres	251
3	Photoabsorption dans l'atmosphère de Ganymède	264
	Bibliographie	273

Résumé

La première partie de cette thèse présente une modélisation des émissions auro-
rales de Jupiter dans l’ultraviolet. Le but de ce travail est de quantifier comment ces
émissions permettent de contraindre l’énergie des électrons qui précipitent dans la
haute atmosphère polaire de la planète. Deux types d’émissions sont étudiés : celle
de la raie Lyman α de l’hydrogène atomique ainsi que celles de H_2 . Les précipita-
tions d’électrons aurorales sont modélisées à l’aide d’un code de transport cinétique.
Le profil et l’intensité de la raie $H\ Ly\alpha$ sont obtenus avec un code de transfert ra-
diatif. Des spectres synthétiques des émissions de H_2 sont calculés. En étudiant la
variabilité des raies en fonction de l’énergie des électrons nous montrons que seules
des observations à très haute résolution permettront de contraindre fortement les
précipitations d’électrons.

La deuxième partie de cette thèse présente la première modélisation de l’émission
 $H\ Ly\alpha$ d’un Jupiter chaud jamais réalisée. Si elle était détectée, cette raie permettrait
de caractériser l’environnement des planètes extrasolaires. L’émission de l’étoile est
beaucoup plus intense que celle de la planète, ce qui rend la détection de la raie
planétaire très difficile. Les seules estimations de contraste qui avaient été réalisées
jusqu’à présent découlaient d’extrapolations basées sur l’émission de Jupiter. Nous
introduisons ici des outils appropriés au calcul des émissions des Jupiter chauds, en
tenant compte des spécificités de leur haute atmosphère, et notamment leur forte
ionisation et leurs températures qui dépassent les 10 000 K. Nous évaluons l’émission
 $Ly\alpha$ de deux Jupiter chauds, en tenant compte de plusieurs sources d’excitation des
particules : les émissions aurorales et thermiques sont calculées, ainsi que l’émission
excitée par le rayonnement de l’étoile. Nous montrons que, dans le cas du Jupiter
chaud HD 209458b, la détection de l’émission planétaire n’est pas possible avec les
instruments actuels. En revanche la raie $Ly\alpha$ du Jupiter chaud HD 189733b semble
pouvoir être détectée avec l’instrument STIS du télescope spatial Hubble.

Abstract

The first part of this thesis describes a modeling of the auroral emission of Jupiter in the ultraviolet. The aim of this work is to quantify how these emissions allow to constrain the energy of the electrons that precipitate in the upper atmosphere of the planet at polar latitudes. Two kinds of emissions are studied : the one of the Lyman α line of atomic hydrogen and those of H_2 . The auroral electron precipitation is modeled with a kinetic transport code. The H Ly α line profile and intensity are obtained with a radiative transfer code. Synthetic spectra of H_2 emissions are calculated. By studying the variability of the lines as a function of the energy of the precipitating electrons, we show that only high resolution observations will allow to put strong constraints on the electron precipitation.

The second part of this thesis presents the first calculation of the H Ly α emission of a hot Jupiter ever realized. If it were detected, this line would allow to constrain the environment of the extrasolar planets. The stars' emission is much more intense than that of the planet, which transforms the detection of the planetary line in a very difficult challenge. Up to now, the only estimations of contrast that have been realized are based on extrapolations of Jupiter's emission. Here we present tools that are adequate to calculate the emission of hot Jupiters. They take into account the particularities of their atmosphere, like their high ionization degree and their temperatures that exceed 10,000 K. We calculate the Ly α emission of two hot Jupiters, by taking into account the auroral, thermal and dayglow contributions. In the case of the hot Jupiter HD 209458b, we show that current facilities do not allow to detect the planetary emission. On the other hand, the detection of the Ly α line of the planet HD 189733b seems to be within reach of the Hubble Space Telescope.

Notations

Les unités seront signalées entre crochets. La notation $T[\text{K}]$ signifie ainsi "température exprimée en Kelvin".

L'indice "s" signifie stellaire, l'indice "p" planétaire.

vitesse de la lumière dans le vide	$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
charge élémentaire	$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
constante de la gravitation	$G = 6.672 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
constante de Planck	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J s}$
longueur d'onde	λ
Lyman α	$\text{Ly}\alpha$
constante de Boltzmann	$k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
masse de l'électron	$m_e = 9.110 \times 10^{-31} \text{ kg}$
masse de l'atome d'hydrogène	$m_H = 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$
masse de Jupiter	$M_J = 1.90 \times 10^{27} \text{ kg}$
masse de la Terre	$M_T = 5.97 \times 10^{24} \text{ kg}$
densité électronique	n_e
pression	P
rayon du soleil	$R_\odot = 6.96 \times 10^5 \text{ km}$
rayon de Jupiter	$R_J = 7.15 \times 10^4 \text{ km}$
rayon d'une planète	R_P
température	T
température électronique	T_e
altitude	z

Introduction

En août 2011, la NASA va envoyer la sonde Juno vers Jupiter. Un des objectifs de cette mission est de caractériser et d'explorer la structure de la magnétosphère et de ses aurores. La sonde aura une orbite polaire très elliptique qui l'emmènera de $1.06 R_J$ à $39 R_J$ et elle passera dans la région où les particules sont accélérées avant de précipiter dans l'atmosphère où elles créent les aurores. Elle portera quatre instruments dédiés à l'étude de la magnétosphère et des aurores : un module qui mesurera la composition et la distribution des particules (*Jovian Auroral Distribution Experiment*, ou JADE) un analyseur de particules énergétiques (*Jovian Energetic Particle Detector Instrument*, JEDI), une antenne dipolaire (WAVES) et un spectromètre imageur ultraviolet (*Ultraviolet Spectrograph*, UVS), dont la bande passante ira de 70 à 205 nm. Cette mission devrait nous permettre de comprendre les mécanismes qui accélèrent les particules énergétiques qui précipitent dans les aurores, et dans ce but, il est nécessaire de développer des modèles décrivant les aurores joviennes. La première partie de cette thèse présente une étude cherchant à quantifier comment l'étude des émissions UV des aurores joviennes permet de caractériser les électrons qui sont à l'origine de ces aurores. Ce travail se base sur deux codes qui ont déjà fait leurs preuves, un code qui décrit le transport des électrons dans la haute atmosphère et un code de transfert radiatif, et il introduit un troisième code qui décrit les émissions de H_2 .

La deuxième partie de cette thèse se tourne vers les Jupiter chauds. A ce jour, aucune émission UV d'une exoplanète n'a été détectée. Dans le cas de la raie Lyman α , l'émission de l'étoile étant bien plus intense que celle de la planète, le contraste est a priori défavorable à l'observation de l'émission planétaire. Néanmoins, si on les détectait, les raies planétaires permettraient de caractériser l'environnement des Jupiter chauds. Dans le but de rechercher si certains systèmes planétaires ne présenteraient pas des conditions favorables à cette détection, nous avons adapté une partie des outils qui ont été développés pour Jupiter afin de construire un modèle permettant de calculer l'émission Lyman α des Jupiter chauds. Cette étude est une première en la matière, jusqu'à présent les émissions des Jupiter chauds étaient estimées grâce à des lois d'échelle basées sur le cas de Jupiter, mais personne n'avait calculé ces émissions en tenant compte des spécificités de l'atmosphère des planètes extrasolaires.

Première partie

Emissions aurorales UV de Jupiter

Chapitre 1

Problématique : caractérisation des flux d'électrons qui précipitent dans les aurores de Jupiter

1 Introduction : Jupiter

1.1 Caractéristiques dynamiques

Jupiter est la plus grosse des planètes du système solaire. Elle est composée principalement d'hydrogène (75%) et de d'hélium (14%). Son rayon équatorial est $R_J \simeq 71\,500$ km, soit 11 fois celui de la Terre. Sa masse est 1.90×10^{27} kg, soit 318 fois celle de la Terre. Elle orbite à 5.2 UA du soleil, si bien qu'elle met 11.8 années à effectuer une révolution autour du soleil. Elle est animée d'une rotation extrêmement rapide : elle met seulement 9 h 55 à faire un tour sur elle-même. La rotation façonne les nuages et leur donne un aspect de bandes caractéristiques. Son axe de rotation est incliné de 3.12° par rapport à la normale à l'écliptique. Ses quatre plus gros satellites sont Io (qui orbite à 422 000 km), soit $5.9R_J$, Europe (à 671 000 km), Ganymède (à un million de km) et Callisto (à 1.9 millions de km, soit $27R_J$). A titre de comparaison, la lune est à 63 rayons terrestres de la Terre.

1.2 Structure interne

La structure interne de Jupiter est mal connue. Il s'agit bien sûr d'une planète gazeuse, cependant l'intensité de son champ de gravité laisse supposer qu'elle a un noyau solide et dense (Saumon et Guillot, 2004). Mais la composition de ce noyau est inconnue : s'agit-il de roches (fer et silicates) ou de glaces (eau, méthane, ammoniac) ? Le noyau serait entouré d'une enveloppe d'hydrogène métallique riche en hélium. Il est en effet probable que des gouttelettes d'hélium tombent vers l'enveloppe et l'enrichissent. A l'extérieur se trouve l'atmosphère pauvre en hélium¹. La transition entre l'enveloppe interne et l'atmosphère externe s'effectue de manière continue : la matière devient de moins en moins dense lorsque la pression diminue. La planète n'a donc pas de surface solide à proprement parler. Par conséquent on

1. L'abondance d'hélium a été mesurée in situ et par spectroscopie depuis le sol

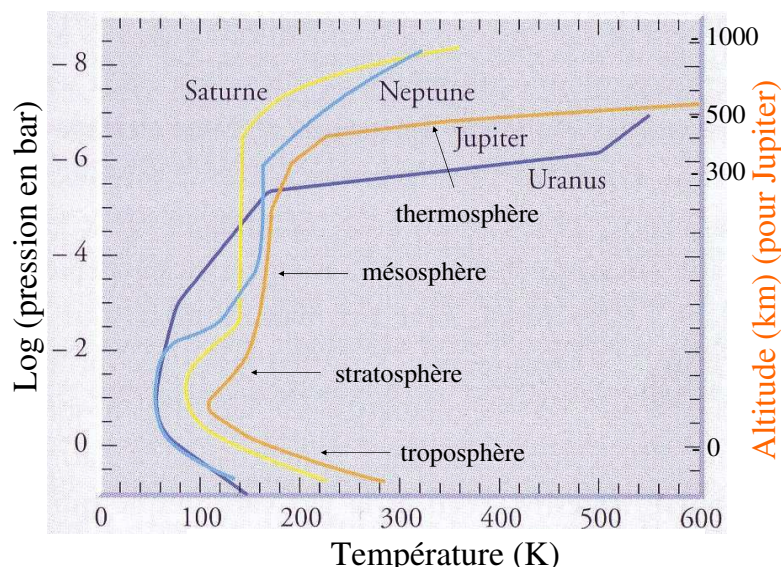


FIGURE 1.1 – Tirée de (Encrenaz, 2000) : Structure thermique des planètes géantes.

recourt à une convention pour définir les altitudes. Par analogie avec la Terre, on place la référence des altitudes $z = 0$ km au niveau où la pression vaut 1 bar.

Les mesures montrent que Jupiter émet 1.7 fois plus d'énergie qu'elle n'en reçoit du Soleil. Elle possède donc une source d'énergie interne. Cette énergie est peut-être produite par une séparation de phase entre l'hydrogène et l'hélium, mais la question n'est pas encore totalement élucidée.

1.3 L'atmosphère de Jupiter

Composition. La densité moyenne de Jupiter est 1.31. Sa composition est décrite dans le tableau 1.1. A basse altitude H_2 est le constituant le plus abondant mais il se dissocie à haute altitude sous l'effet du rayonnement UV et c'est alors l'hydrogène atomique H qui devient dominant.

TABLE 1.1 – Abondance relative (en volume) des principaux constituants de l'atmosphère de Jupiter (Williams, 2004)

H_2	He	CH_4	NH_3	HD	C_2H_6	H_2O
89.8 %	10.2 %	3000 ppm	260 ppm	28 ppm	5.8 ppm	4 ppm

Des produits issus de la photochimie du méthane (C_2H_6 , C_3H_8 , C_2H_4 ...) ainsi que des traces de PH_3 , CO et GeH_4 sont présents dans les basses couches atmosphériques.

Couches atmosphériques. La structure thermique de Jupiter est similaire à celle de la Terre (voir figure 1.1). La couche atmosphérique la plus basse est la **troposphère**, où se trouvent les nuages. Elle est chauffée par une source d'énergie interne à la planète. La deuxième couche est la **stratosphère**. La température y croît avec

l'altitude, grâce à l'absorption du rayonnement UV par l'ozone sur Terre ou le méthane sur Jupiter. Au-dessus se trouve la **mésosphère**. Sur Terre, la température y décroît avec l'altitude. (Ce refroidissement est assuré par les émissions infrarouges du dioxyde de carbone.) Dans le cas de Jupiter la mésosphère présente un très faible gradient de température. La température recommence à croître dans la **thermosphère**, qui est chauffée grâce au rayonnement solaire ultraviolet extrême. Au-dessus de la thermosphère, la densité est tellement faible que les collisions entre particules deviennent très rares. La hauteur à laquelle le libre parcours moyen d'une particule est égal à la hauteur d'échelle s'appelle l'exobase, et la région très peu collisionnelle située au-dessus est l'**exosphère**. Dans l'exosphère, les particules ayant une vitesse supérieure à la vitesse d'échappement² ont de grandes chances de s'échapper de l'atmosphère sans subir de collision - si bien sûr leur vitesse est orientée vers le haut. Bien que le milieu ne soit pas collisionnel, on définit une température exosphérique, qui correspond en réalité à la température au niveau de l'exobase. La température exosphérique de Jupiter est mal connue. L'interprétation des données de la sonde Galileo montre qu'à basse latitude elle est proche de 900 K - 940 K (Perry *et al.*, 1999; Yelle et Miller, 2004). Aucune mesure in situ de température n'a été réalisée aux latitudes aurorales, où la précipitation de particules dans les régions aurorales engendre un chauffage de l'atmosphère. Le profil de température auroral est contraint entre 10^{-4} et 10^{-6} bar par les émissions IR des hydrocarbures, entre 10^{-5} et 10^{-8} bar par les émissions UV de H_2 et enfin entre 10^{-6} et 10^{-10} bar par les émissions de H_3^+ dans l'IR (Majeed *et al.*, 2009). La température exosphérique aurorale est estimée grâce à des modèles d'atmosphère : Grodent *et al.* (2001) proposent un modèle tenant compte du dépôt d'énergie par les précipitations de particules chargées dans lequel la température exosphérique est de l'ordre de 1300 K. L'**ionosphère** est la partie ionisée de l'atmosphère. Le plasma ionosphérique est principalement produit par photoionisation des particules neutres de l'atmosphère. Près des pôles magnétiques, l'ionisation des particules se produit aussi par collision avec les particules chargées qui précipitent depuis la magnétosphère en suivant les lignes de champ magnétique et qui sont à l'origine des aurores.

Il y a probablement trois couches de nuages dans les profondeurs de Jupiter. Vers 100 km d'altitude on observe une couche de nuages de glace d'ammoniac qui réfléchit la lumière visible. En-dessous se trouvent une couche de nuages d'hydrogène-sulfure d'ammonium NH_4SH et une couche de nuages d'eau qui s'étendent jusqu'à la stratosphère (Atreya et Wong, 2005).

1.4 Missions spatiales vers Jupiter

Pioneer. Les premières sondes à s'être approchées de Jupiter sont les sondes américaines Pioneer 10 et 11, lancées respectivement le 3 mars 1972 et le 5 avril 1973. Pioneer 10 a survolé Jupiter à 130 354 km ($1.9 R_J$) en décembre 73, Pioneer 11 à 43 000 km ($0.6 R_J$) en décembre 1974. Leurs instruments ont permis d'étudier l'atmosphère, le champ magnétique, les lunes et les anneaux. Ces sondes étaient chargées d'un magnétomètre, d'un analyseur de plasma, d'un détecteur de parti-

2. La vitesse d'échappement est la vitesse à laquelle l'énergie cinétique d'une particule est égale à son énergie potentielle de gravité : $v_{echap} = \sqrt{2GM_p/r}$, où G est la constante de gravitation universelle, M_p la masse de la planète et r la distance entre la particule et le centre de la planète.

cules chargées, de télescopes, d'un détecteur de micro-météorites, d'un photomètre UV, d'un radiomètre IR et d'un polarimètre imageur. Les systèmes de télécommunication radio ont été utilisés dans des expériences d'occultation. Ces sondes ont mis en évidence l'existence du champ magnétique intense de la planète.

Voyager. Voyager 2 a été lancée le 20 août 1977, quelques jours avant sa soeur jumelle Voyager 1 le 5 septembre 1977. Ces deux sondes de la NASA sont allées explorer chacune des planètes géantes du système solaire. Elles ont emporté un magnétomètre, un détecteur de particules chargées, un analyseur de plasma, un détecteur d'ondes de plasma, un détecteur de rayons cosmiques, un récepteur d'ondes radio et un spectromètre UV. Voyager 1 s'est approchée à 349 000 km ($5 R_J$) de Jupiter le 5 mars 1979. Voyager 2 est passé à 722 000 km ($10 R_J$) le 9 juillet 1979. Ces sondes ont permis de découvrir les anneaux de Jupiter, les éclairs sous la couche nuageuse mais aussi - et surtout - le volcanisme et Io et le tore de plasma situé au niveau de l'orbite de ce satellite. Elles ont également découvert les aurores joviennes dans l'UV, dans la raie Lyman α de H à 121.6 nm et dans les bandes de Lyman et de Werner de H_2 entre 87.5 et 115.0 nm Broadfoot *et al.* (1979). Elles ont aussi réalisé des expériences d'occultation radio stellaires qui ont permis d'obtenir des profils de densité électronique.

Ulysses. La sonde européenne Ulysses (lancée le 6 octobre 1990) a passé 17 jours près de Jupiter en février 1992, lors d'une manoeuvre qui visait à la mettre en orbite polaire autour du soleil (Smith et Wenzel, 1993). Ulysses s'est approchée à 378 400 km de la planète ($6.3 R_J$) et a étudié sa magnétosphère. Elle a mesuré la distribution de vitesse des électrons et des ions. Elle a en particulier traversé le tore de plasma de Io. Une autre rencontre plus lointaine a été effectuée en février 2004, lors de laquelle la sonde est passée à 1683 R_J de la planète (0.8 UA).

Galileo. La sonde Galileo a été lancée par la NASA le 18 octobre 1989 (NASA Planetary Data System, 2008). En chemin, en juillet 1994, elle a eu la chance d'observer l'impact de la comète Shoemaker-Levy 9 dans la planète. Le 7 décembre 1995, elle est devenue la première sonde à être mise en orbite autour de Jupiter. En juillet 1995, l'orbiteur avait largué une petite sonde qui est venue descendre dans l'atmosphère de Jupiter à une latitude de $6^\circ N$, avec une vitesse initiale de 47.4 km/s (Seiff *et al.*, 1997). La charge utile de cette sonde était composée d'accéléromètres, d'un instrument de mesure de la structure atmosphérique, d'un détecteur de l'abondance d'hélium, d'un radiomètre de flux net, d'un spectromètre de masse, d'un néphelomètre (pour l'étude des aérosols), de détecteurs de particules énergétiques, d'éclairs, d'ondes radio et d'un instrument de mesure du vent. Le détecteur de particules énergétiques a mesuré la fonction de distribution des électrons au milieu de la magnétosphère. La mesure de la décélération de la sonde entre les niveaux de pression 1 nbar (1028 km) et 175 mbar (35 km) a permis de mesurer des profils de densité et la température (Seiff *et al.*, 1997). Galileo a également permis d'améliorer nos connaissances sur la pression, la composition chimique, les caractéristiques des nuages, la lumière solaire et l'énergie interne de la planète. Les différents appareils ont acquis des données pendant 58 minutes, pendant une phase de descente de 500 km située entre les niveaux de pression 0.4 et 22 bar (-246 km). Puis la sonde a

été détruite par la pression lorsqu'elle s'est enfoncée dans les entrailles de la planète. L'orbiteur a continué ses mesures après la disparition de la sonde d'entrée atmosphérique : la mission Galileo s'est terminée le 21 septembre 2003, après 34 révolutions autour de la planète. L'orbiteur a été volontairement désintégré en étant précipité dans Jupiter³. Malgré l'échec du déploiement de son antenne à haut gain, qui devait lui permettre de transmettre des données vers la Terre, Galileo nous a renvoyé 30 gigabits de données. Cette mission a notamment permis la découverte d'une ceinture de radiation entre la haute atmosphère et les anneaux de Jupiter. Par ailleurs, de 1995 à 1997, les spectromètres *Extreme Ultraviolet Spectrometer* (EUVS) et *Ultraviolet Spectrometer* (UVS) de l'orbiteur ont observé les aurores joviennes. La camera *Solid State Imaging* (SSI) a fait des images des aurores dans le visible avec une bonne résolution spatiale : moins de 50 km par pixel.

Cassini. En 2000, lors de son voyage vers Saturne, la sonde Cassini, qui avait été lancée par la NASA, l'ESA et l'agence spatiale italienne, est passé à côté de la planète et a enregistré des images de Jupiter à haute résolution (mais pas particulièrement des aurores...). A cette époque, Galileo fonctionnait encore. Fait remarquable, il y avait donc simultanément deux sondes dans l'environnement de Jupiter.

New Horizons. En février 2007, le sonde américaine New Horizons, en chemin pour Pluton, est passée à 2.5 millions de km de Jupiter. Avec des images d'une résolution de 15 km, elle a permis d'étudier le volcanisme de Io. Elle a également étudié les éclairs près des pôles de Jupiter et les particules dans la queue de sa magnétosphère.

Futures missions. La prochaine sonde à partir pour Jupiter a été citée plus haut : ce sera la sonde Juno de la NASA, lancée le 5 août 2011. Cette sonde atteindra une orbite polaire jovienne en août 2016 et étudiera le champ de gravité, le champ magnétique et la structure atmosphérique de la planète. Elle emportera un spectromètre UV dont les données seront fondamentales pour l'étude des aurores.

Le projet *Europa Jupiter System mission* (EJSM) commun à l'ESA, la NASA et la JAXA envisageait d'envoyer un ensemble de sondes vers Jupiter : un orbiteur européen appelé Laplace (ou encore JGO pour *Jupiter Ganymede Orbiter*) en orbite polaire autour de Ganymède, un orbiteur américain autour d'Europe et une sonde japonaise qui étudierait la magnétosphère. Mais la NASA s'est retirée du projet, faute de moyens. Deux contraintes rendent le budget de la mission extrêmement élevé : la sonde doit être capable de résister aux fortes radiations de la magnétosphère de Jupiter, et elle doit être stérilisée à 130° pour éviter de contaminer l'atmosphère d'Europe. Quant à la partie japonaise, on peut avoir de grosses interrogations sur son sort au vu de la situation actuelle du Japon. On peut être un peu plus optimiste en ce qui concerne le destin de l'orbiteur européen autour de Ganymède. C'est une des trois missions de classe L (*Large*) faisant partie du programme *Cosmic-Vision 2015-2025* de l'ESA, et dont une seule sera retenue et lancée en 2020. Ses deux concurrents sont IXO (*International X-ray Observatory*), un télescope X de 3.3 m dédié à la cosmologie et LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*), un ensemble

3. On voulait éviter qu'il ne contamine un satellite jovien avec des bactéries en provenance de la Terre.

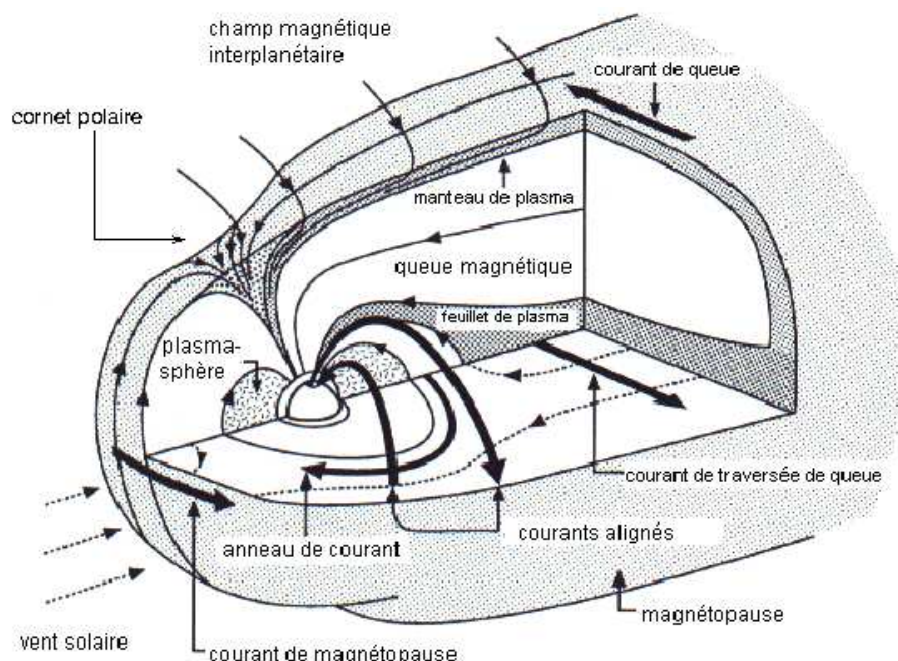


FIGURE 1.2 – Coupe de la magnétosphère terrestre en trois dimensions. D'après M. Kivelson et C.T. Russel, *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press.

de trois télescopes volant en formation pour détecter des ondes gravitationnelles par interférométrie. Pour tenir compte du fait que la sonde de la NASA ne sera vraisemblablement pas lancée, les objectifs de la mission européenne JGO doivent être redéfinis. Néanmoins, comme elle s'intéressera à Ganymède, il est important dès maintenant de faire des études préalables afin de choisir les instruments et de définir leur cahier des charges. C'est pourquoi depuis peu notre équipe s'intéresse à l'effet de la photoabsorption sur l'atmosphère de Ganymède, et a réalisé une étude afin de calculer les émissions de cette atmosphère dans le visible et dans l'UV (voir dans l'annexe 3 le manuscrit d'un article soumis à *Astronomy & Astrophysics*).

2 Les aurores de Jupiter

Les aurores de Jupiter ont été découvertes en 1979 par la sonde Voyager 1, dans l'extrême UV Broadfoot *et al.* (1979). Le rayonnement UV des aurores joviennes est émis par les atomes et molécules d'hydrogène présents dans la haute atmosphère de la planète. Contrairement aux aurores terrestres, celles de Jupiter sont permanentes.

2.1 Les aurores terrestres

La magnétosphère terrestre. La magnétosphère est la zone entourant la planète dans laquelle le champ magnétique planétaire domine le champ magnétique interplanétaire. Au premier ordre, le champ magnétique de la Terre est dipolaire. Cependant le vent solaire déforme les lignes de champ : il les comprime en amont de la planète et les étire côté nuit, en aval de la Terre (voir figure 1.2). La zone située entre les lignes de champ qui se referment côté jour et celles qui s'étirent côté nuit forme les **cornets polaires**. Les lignes de champ y sont ouvertes sur le milieu

interplanétaire. La limite de la magnétosphère se nomme la **magnétopause**. Elle est définie comme la zone où la pression dynamique du vent solaire est égale à la pression magnétique de la Terre.

La magnétosphère se comprime lorsque le vent solaire est intense et se dilate lorsqu'il est faible. La position de la magnétopause varie ainsi entre 6 et 13 rayons terrestres en direction du soleil. Côté nuit, la magnétosphère s'étend sur plusieurs dizaines des rayons terrestres, et sur les côtés sur une quinzaine de rayons terrestres (Lilensten et Bornarel, 2001).

Le plasma magnétosphérique. A l'origine des aurores terrestres se trouve le vent solaire. Lorsqu'il arrive au voisinage de la Terre, celui-ci rencontre l'obstacle de la magnétosphère : en présence du champ magnétique terrestre \vec{B} , les particules de vitesse v et de charge q sont déviées par la force de Lorentz en $q\vec{v} \times \vec{B}$. Les électrons sont ainsi déviés vers le côté aube et les ions vers le côté crépuscule. Cependant le bouclier formé par la magnétopause n'est pas imperméable ; une partie du plasma du vent solaire pénètre à l'intérieur de la magnétosphère. Trois processus permettent la pénétration du plasma : la reconnexion des lignes de champ magnétique du vent solaire et du champ magnétique terrestre côté jour, la pénétration par les cornets polaires⁴ et enfin la pénétration du plasma qui longe la queue de la magnétosphère. En ce qui concerne la reconnexion des lignes de champ côté jour, elle se produit lorsque la composante verticale du champ magnétique du vent solaire est dirigé vers le sud. Elle est alors opposée à celle du champ terrestre. Dans cette configuration, il se crée du côté jour de la magnétosphère un point où la composante verticale du champ s'annule. Les lignes de champ interplanétaire et planétaire s'y reconnectent. Les lignes reconnectées sont ensuite poussées vers le côté nuit par le vent solaire, et elles y emmènent le plasma qui leur est lié.

L'échappement de l'ionosphère constitue une autre source de plasma pour la magnétosphère terrestre. Il fournit environ 50 % du plasma magnétosphérique⁵.

La majorité du plasma contenu dans la magnétosphère se trouve dans le **feuillet de plasma**. Celui-ci est centré sur le plan équatorial, en aval de la planète. Il est large de 3 à 7 rayons terrestres (Lilensten et Bornarel, 2001).

Précipitation des particules dans l'atmosphère terrestre. Les ions magnétosphériques sont attirés par les électrons qui s'écoulent à la surface de la magnétopause, du côté de l'aube. Les électrons magnétosphériques sont, eux, attirés du côté du crépuscule. Cette séparation de charges crée un champ électrique (dit de convection) dans le feuillet de plasma, dirigé du côté aube vers le côté crépuscule. En présence de ce champ \vec{E} et du champ magnétique terrestre \vec{B} (dirigé vers le nord dans le plan équatorial), les particules chargées acquièrent une vitesse $\vec{v} = \vec{E} \times \frac{\vec{B}}{B^2}$ (Hurtaud, 2007). Les particules sont ainsi ramenées vers la planète le long des lignes de champ magnétique, qui les guident vers les hautes latitudes terrestres. Des diffé-

4. Une petite partie du plasma qui pénètre dans les cornets polaires précipite vers les pôles mais la majorité va se stocker dans le feuillet de plasma.

5. Le vent solaire contribue également à remplir de plasma les magnétosphères de Jupiter et de Saturne, mais il ne représente là aussi qu'une source partielle, qui est complétée par l'échappement des ionosphères et exosphères des planètes et de leurs satellites.

rences de potentiel sont susceptibles de les accélérer le long de ce trajet, ce qui leur permet ensuite de précipiter dans l'atmosphère à haute latitude. Là, elles entrent en collision avec les particules atmosphériques, et peuvent ainsi exciter ou ioniser ces dernières. La désexcitation des particules atmosphériques peut s'effectuer de manière radiative : ainsi sont émis les photons des aurores. En particulier, les atomes d'oxygène excités par les précipitations d'électrons et de protons émettent les raies vertes et rouges caractéristiques des aurores polaires terrestres.

Certains processus de déstabilisation déclenchent également des précipitations de particules beaucoup plus sporadiques.

Lorsque les lignes de champ issues d'une reconnexion du côté jour arrivent dans la queue de la magnétosphère, elles s'étirent et donnent lieu à de nouvelles reconnections. Une partie de l'énergie libérée est convertie en énergie cinétique : des bulles de plasma sont ainsi renvoyées vers la Terre le long des lignes de champ magnétique. Elles produisent alors des **sous-orages magnétiques**, dont l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre d'une heure.

Près des pôles, le champ magnétique devient plus intense, et les particules ayant un grand angle d'attaque subissent des effets de **miroir magnétique**⁶. La plupart du temps, seuls les électrons ont un angle d'attaque suffisamment faible pour arriver à passer dans le **cône de pertes** et à descendre dans l'atmosphère⁷.

En ce qui concerne les ions, ils peuvent être déstabilisés lors d'**orages magnétiques**⁸, qui résultent d'une compression adiabatique des lignes de champ magnétique. Ceci se produit en période de forte activité solaire, lorsque le vent solaire comprime la magnétosphère. Les orages magnétiques produisent des aurores plus diffuses et situées à plus basses latitudes que celles engendrées par des précipitations d'électrons. Leur échelle de temps caractéristique est de quelques jours.

Des aurores de protons se produisent également, principalement du côté jour, lorsque les ions du vent solaire pénètrent dans l'atmosphère en passant par les cornets polaires.

6. Le moment magnétique d'une particule qui tourne autour d'une ligne de champ magnétique est $\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B}$. Ce moment est un invariant, si bien que v_{\perp} augmente dans les régions où B augmente. Si aucun travail n'est fourni par des forces extérieures, l'énergie cinétique des particules se conserve. La composante de la vitesse parallèle au champ magnétique doit donc diminuer. Elle peut même aller jusqu'à s'annuler, et les particules peuvent alors être réfléchies sur le "miroir magnétique" et repartir dans l'autre sens. Les particules dont la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique est importante (i.e. les particules ayant un angle d'attaque faible) arrivent à pénétrer dans des zones où le champ est plus fort.

7. Un faible angle d'attaque est obtenu notamment dans le cas où la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique augmente, alors que la composante perpendiculaire reste constante. Or les protons sont 1836 fois plus lourds que les électrons. Sous une même différence de potentiel, leur vitesse augmente donc $\sqrt{1836}$ fois moins que celle des électrons. Notons qu'un autre processus qui peut modifier l'angle d'attaque des particules et les faire passer dans le cône de pertes est leur interaction avec une onde de plasma. On parle alors de phénomène de diffusion de l'angle d'attaque.

8. Ce phénomène est spécifique à la Terre, il n'existe pas de processus similaire sur les autres planètes.

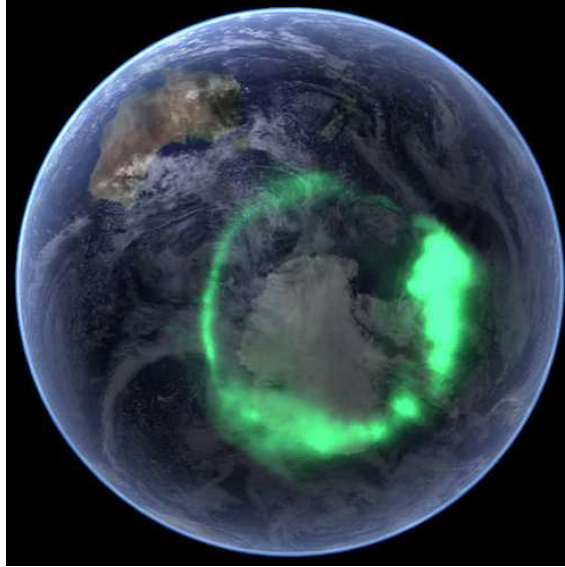


FIGURE 1.3 – L’ovale auroral sud de la Terre photographié par les satellite Imager for Magnetopause-to-Aurora Global Exploration (IMAGE) de la NASA le 11 septembre 2005, quatre jours après une forte éruption solaire. (Crédits : NASA)

2.2 Origine des précipitation aurorales de Jupiter

Le champ magnétique de Jupiter

Jupiter a un champ magnétique globalement très intense, globalement dipolaire. Le moment du dipole est 20 000 fois plus élevé que celui de la Terre, il atteint $1.5 \times 10^{20} \text{ T m}^{-3}$ (Russel, 1993). La planète a donc une magnétosphère très étendue, qui peut s’étendre jusqu’à l’orbite de Saturne en aval de la planète lorsque le vent solaire est faible⁹, et qui s’étend entre 45 et 90 R_J au point subsolaire, en fonction des variations de la pression du vent solaire, qui varie entre quelques dizaines et quelques centaines de nPa (Cowley *et al.*, 2007). Elle a les mêmes caractéristiques générales que celles de la Terre et de Saturne : elle s’étire en aval du soleil sous l’effet de la pression du vent solaire et côté nuit elle comporte un feuillet de plasma dans le plan équatorial (voir figure 1.4). Une particularité de la magnétosphère de Jupiter est la présence d’un disque de plasma dans le plan équatorial. Celui-ci résulte de la diffusion centrifuge du tore de plasma créé par le satellite Io (voir plus loin).

Le champ magnétique de Jupiter est créé par un effet dynamo, probablement lié aux mouvements de l’hydrogène qui se retrouve dans un état métallique liquide dans les zones à très haute pression du coeur de la planète. Ces mouvements sont en partie alimentés par la rotation rapide de la planète. Cependant les harmoniques multipolaires du champ sont plus développées que sur Terre, ce qui pourrait être le signe que la dynamo se produit dans des zones plus superficielles que sur Terre (Russel, 1993). L’axe du dipole est incliné de 10° par rapport à l’axe de rotation de la planète, et, contrairement au cas terrestre, le pôle Nord magnétique est dans l’hémisphère nord. Cela a pour conséquence que les courants magnétosphériques circulent dans le sens inverse des courants terrestres (Kivelson, 2005) (voir figure

9. C’était le cas pendant le passage de la sonde Voyager 2 : celle-ci a croisé la queue de la magnétosphère à 7000 R_J de la planète (Khurana *et al.*, 2004).

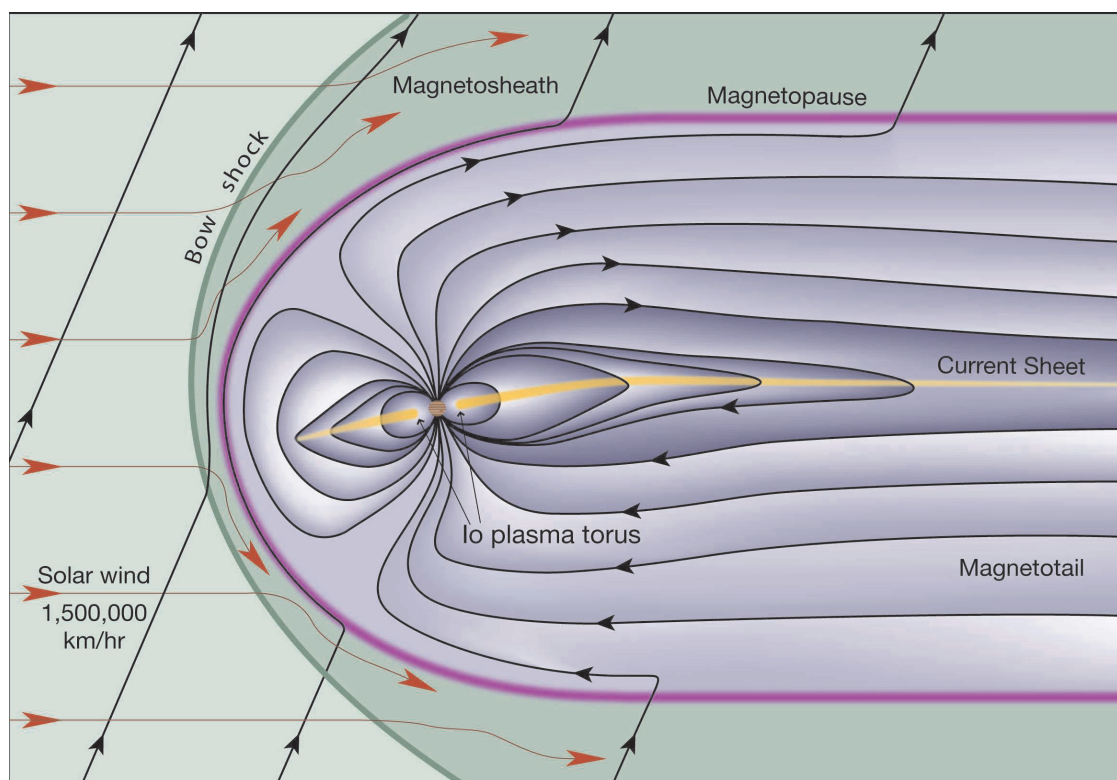


FIGURE 1.4 – Schéma tiré de Kivelson (2005) : Coupe selon l'axe midi-minuit de la magnétosphère de Jupiter.

1.5). Du fait de la non-dipolarité du champ, la distance entre les pôles magnétique et géographique est plus importante au nord qu'au sud, si bien que depuis la Terre nous avons une vision plus complète des aurores nord que de celles au sud (Nichols et al., 2009).

Origine des aurores joviennes.

Interaction entre la magnétosphère jovienne et le vent solaire. Comme dans le cas de la Terre, des particules sont injectées dans la magnétosphère jovienne lors de son interaction avec le vent solaire. Cependant ce n'est pas le vent solaire qui constitue la source principale de plasma à l'origine des aurores de Jupiter. A 5.2 unités astronomiques du soleil, il est très dilué et injecte moins de 100 kg de plasma par seconde dans la magnétosphère (Khurana et al., 2004), ce qui ne suffit pas à expliquer la forte intensité des aurores joviennes.

Le satellite Io. Le plasma qui précipite dans les aurores de Jupiter vient essentiellement d'une source localisée dans la magnétosphère de la planète : le satellite galiléen Io. Celui-ci est très proche de la planète, à seulement $6 R_J$. Il présente toujours la même face à Jupiter mais il est en résonance 4 : 2 : 1 avec Europe et Ganymède. Il subit des forces de marée importantes de la part de la planète et des satellites. Ces forces déforment fortement sa surface ; l'amplitude des déformations atteint vraisemblablement une centaine de mètres. Cela produit d'énormes frictions à l'intérieur du satellite et la chaleur qui en résulte fait fondre une partie du man-

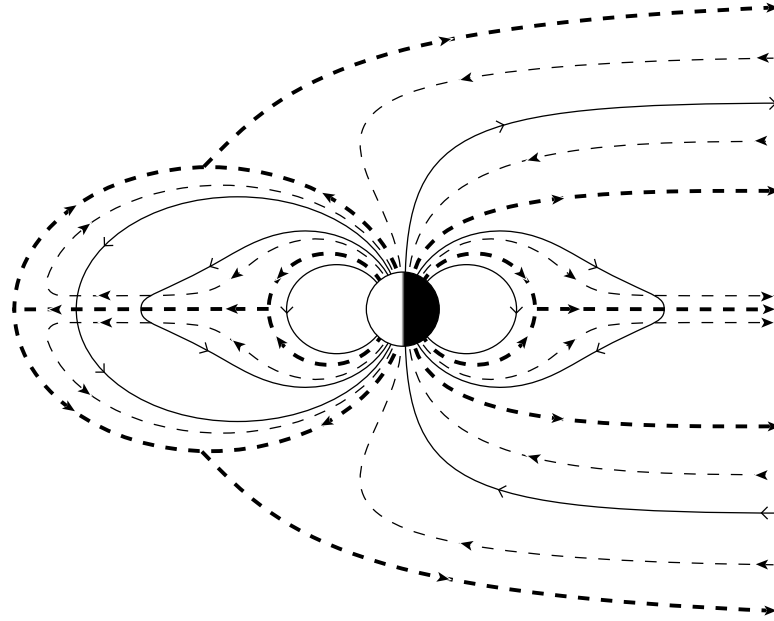


FIGURE 1.5 – Tirée de Cowley et al. (2005) : Le système de courants couplant la magnétosphère et l'ionosphère de Jupiter, selon une vue en coupe passant par le méridien midi-minuit. Les traits pleins représentent le champ magnétique et les pointillés représentent la direction des courants. Le soleil est sur la gauche et le nord est vers le haut.

teau et du noyau et alimente un volcanisme très actif. Les éruptions éjectent chaque seconde une tonne de matériau vers l'espace, principalement du soufre, de l'oxygène, des dérivés chlorés, du sodium et du potassium (Kivelson, 2005). La sonde New Horizons a fourni de très belles images de panaches volcaniques s'élevant à plusieurs centaines de kilomètres au-dessus de la surface (figure 1.6).

Après leur éjection, les matériaux volcaniques sont dissociés et ionisés par le rayonnement solaire UV, et se séparent en ions et électrons. Ils forment un tore de plasma au niveau de l'orbite de Io (voir figure 1.7). Ce plasma est majoritairement composé de S^+ , O^+ , S^{2+} , O^{2+} , SO_2^+ et d'alcalins Na^+ , K^+ , Cl^+ et Cl^{2+} (Postberg et al., 2006). Le plasma est entraîné en rotation par le champ magnétique dans lequel, selon l'approximation de la MHD idéale, il est "gelé"¹⁰. Io tourne alors plus lentement que le plasma : un calcul élémentaire des vitesses de rotation montre que la vitesse relative vaut 56 km/s. Il se crée donc un champ électrique de convection qui accélère le plasma, et forme un anneau de courant autour de Jupiter. Ce plasma diffuse vers l'extérieur de la magnétosphère sous l'effet de la force centrifuge et du gradient de pression, si bien qu'il forme un disque (ou feuillet) de plasma qui s'étend bien au-delà de l'orbite de Io. Notons que ce disque étire les lignes de champ magnétique côté nuit, mais aussi côté jour¹¹, comme le montrent les figures 1.4 et

10. Comme le tore de plasma garde une direction constante par rapport à la direction du champ magnétique, qui est incliné de 10° par rapport à l'axe de rotation de la planète, le plan du tore oscille autour du plan contenant l'équateur de la planète. Voir l'animation de John Spencer sur <http://www.boulder.swri.edu/~spencer/digipics.html>

11. Dans le cas de la Terre, les lignes de champ magnétique ne sont pas étirées du côté jour, elles le sont seulement du côté nuit.

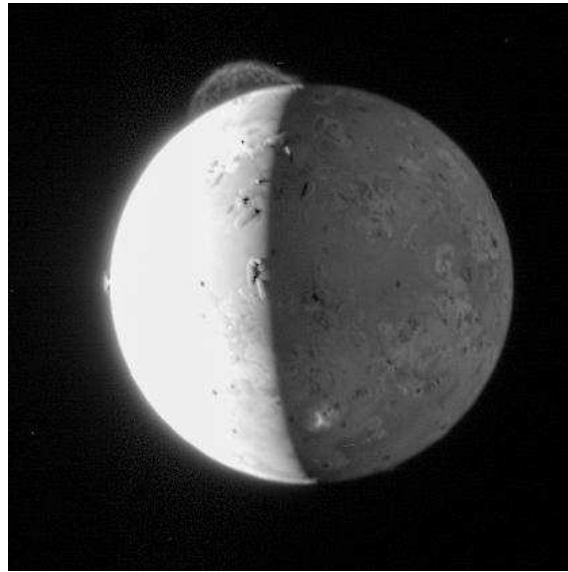


FIGURE 1.6 – Io vue par le Long Range Reconnaissance Imager (LORRI) de New Horizons le 27 février 2007. Dans la direction de 11 heures se trouve le panache de 290 km du volcan Tvashtar. Dans la direction de 9 heures s'élève le jet du volcan Prométhée. Côté nuit, les éjectas du volcan Masubi s'élèvent suffisamment haut pour être éclairés par le soleil. Crédits : NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory/Southwest Research Institute

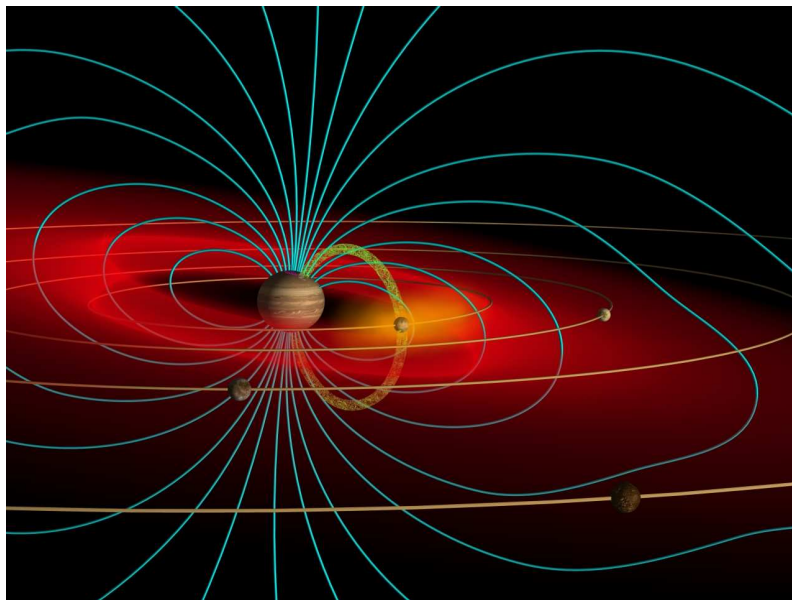


FIGURE 1.7 – Vue d'artiste de la magnétosphère de Jupiter. (Image créée par John Spencer). Les lignes de champ magnétique sont en bleu, le tore de plasma de Io en rouge, son tube de flux en vert et le nuage de sodium neutre entourant le satellite en jaune. On remarque aussi Europe, Ganymède et Callisto.

1.5.

Contribution du plasma ionosphérique. Notons que, comme dans le cas de la Terre, l'échappement de particules ionosphériques constitue une source de plasma pour la magnétosphère. Dans le cas de Jupiter, des ions H^+ et H_2^+ sont ainsi injectés dans la magnétosphère, mais cet apport de plasma est plus faible que ceux liées à Io et au vent solaire, puisqu'il est de l'ordre de 20 kg par seconde (Khurana *et al.*, 2004).

Accélération des particules. Le système de courants présent dans la magnétosphère est schématisé sur la figure 1.5. Le courant part de l'ionosphère polaire de la planète vers la colatitude de 16° , il suit les lignes de champ magnétique qui descendent vers le feuillet de plasma équatorial puis il retourne se fermer dans l'ionosphère en suivant des lignes de champ situées plus à l'extérieur de la magnétosphère. Le courant centrifuge \vec{j} présent dans le feuillet de plasma est associé à une force $\vec{j} \times \vec{B}$ dirigée dans le sens de la rotation de la planète. Ceci accélère le plasma et lui permet de rester en corotation avec la planète jusqu'à environ $25R_J$. Les lignes de courant passant par la frontière de la zone de corotation portent un courant particulièrement intense, qui fournit les précipitations de particules à l'origine des ovales principaux observés dans les aurores de Jupiter. Le courant associé à ces aurores est porté par des électrons qui descendent dans l'ionosphère. Les électrons sont accélérés par des différences de potentiel de l'ordre de 100 kV présentes le long des lignes de champ entre le plan équatorial et l'ionosphère, à des altitudes supérieures à 3 ou 4 R_J (Cowley et Bunce, 2001).

Ces électrons font entrer une énergie considérable dans l'atmosphère de la planète, de l'ordre de 10^{13} à 10^{14} W (Perry *et al.*, 1999) (à comparer aux 10^{11} W caractéristiques des aurores terrestres en période de faible activité¹²). L'énergie qu'ils apportent provoque des réactions chimiques (la composition de l'atmosphère aurorale diffère de celle à basse latitude), du chauffage (l'atmosphère aurorale est plus chaude que celle à basse latitude)... et des émissions lumineuses.

Importance du vent solaire. Même s'il n'est pas la source principale du plasma qui précipite dans les aurores, le vent solaire joue néanmoins un rôle dans le déclenchement des événements auroraux intenses. Des mesures coordonnées radio, extrême UV et plasma des sondes Cassini et Galileo ont permis de montrer que des chocs interplanétaires portés par le vent solaire compriment la magnétosphère juste avant une intensification des émissions aurorales UV (Gurnett *et al.*, 2002). Un scénario possible est que la modification des lignes de champ magnétique lors de la compression de la magnétosphère provoque des courants et accélère des particules chargées, dont une partie précipite dans l'atmosphère et vient augmenter l'intensité des aurores. Ceci est néanmoins contesté, selon une autre théorie (Cowley et Bunce, 2001), une compression de la magnétosphère fait augmenter la vitesse azimuthale des particules (afin de conserver le moment cinétique total) et les particules sont donc moins susceptibles de précipiter le long des lignes de champ magnétique... L'interaction

12. Les aurores terrestres ont une forte dynamique : la puissance qui y est impliquée peut varier entre 10^{11} et 10^{14} W.

entre le vent solaire et les aurores joviennes est donc loin d'être comprise. Les observations les plus récentes semblent néanmoins montrer que les chocs portés par le vent solaire ont un impact différent sur les différentes régions aurorales (décrites ci-après) (Nichols *et al.*, 2009; Echer *et al.*, 2010).

2.3 Morphologie des aurores

Des observations ultérieures à celles des sondes Voyager, notamment celles de HST, ont permis d'observer la morphologie des aurores de Jupiter. Prangé *et al.* (1998) ont été les premiers à analyser les différentes structures des aurores dans l'UV lointain. On peut distinguer différentes régions aurorales, dont les intensités varient indépendamment les unes des autres (Nichols *et al.*, 2009; Pallier, 2000). Je décris ici les principales structures observables dans l'UV lointain.

Ovales principaux Les émissions les plus intenses forment les "ovales principaux" situés autour des pôles magnétiques de la planète. Les ovales font environ mille kilomètres de large (ce qui représente un degré de latitude) (Cowley et Bunce, 2001; Pallier et Prangé, 2001). Depuis la Terre, un ovale principal est visible sous un angle de $\sim 12''$.

Ces structures sont relativement stables dans le temps. Dans l'UV lointain leur intensité varie entre quelques centaines de kR¹³ et 2 MR selon Prangé *et al.* (1998), ou encore entre 50 et 500 kR selon Grodent *et al.* (2003a). Leurs variations se produisent sur des échelles de temps relativement longues, de quelques dizaines de minutes à quelques heures. Les électrons qui excitent les ovales principaux sont issus des courants magnétosphériques portés par les lignes de champ magnétique qui traversent le plan équatorial de la planète vers $25 R_J$, à la frontière de la zone de corotation.

Emissions polaires. A l'intérieur de l'ovale principal nord on observe des émissions intenses beaucoup plus variables, appelées "**émissions transpolaires**". En particulier, deux ovales secondaires sont identifiés, ayant une intensité d'un cinquième à un tiers de celle des ovales principaux, ainsi que d'autres structures en forme d'arc. Les émissions transpolaires peuvent varier sur des échelles de temps de quelques dizaines de secondes Grodent *et al.* (2003a); Waite *et al.* (2001). La vitesse des variations semble indiquer qu'elles ne sont pas liées au vent solaire, dont les variations sont beaucoup plus lentes (Grodent *et al.*, 2003b; Delamere et Bagenal, 2010). Le nom d'"émissions transpolaires" a été donné par analogie avec les émissions transpolaires observées sur Terre, mais l'analogie est finalement assez malheureuse : Pallier et Prangé (2001) ont montré que les émissions transpolaires sont reliées à des lignes de champ qui se referment dans la magnétosphère lointaine, alors que sur Terre, les émissions transpolaires se produisent à la base des cornets polaires, au pied de lignes de champ magnétiques ouvertes sur le milieu interplanétaire.

L'intérieur des ovales principaux contient des **émissions diffuses** beaucoup plus faibles, localisées dans la région de l'après-midi, dont l'intensité est de l'ordre d'une dizaine à une centaine de kR (Prangé *et al.*, 1998).

13. Un Rayleigh est l'intensité d'une source étendue qui émet de manière isotrope 10^6 photons par cm^2 et par seconde. Ceci correspond à l'émission d'environ $79577 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Dans les régions polaires nord et sud, un point aussi brillant que l'ovale principal mais situé à proximité de l'ovale secondaire le plus interne et restant proche de l'heure locale de midi a été observé dans l'UV lointain, et interprété comme la base du **cornet polaire** (Pallier et Prangé, 2001, 2004). La mesure de rapports de couleur dans le spectre de ces émissions montre qu'elles sont associées à des particules qui pénètrent très profondément dans l'atmosphère, et sont vraisemblablement les précipitations les plus énergétiques de la région aurorale.

Une autre interprétation des structures des émissions observées à l'intérieur des ovales principaux est proposée par Grodent *et al.* (2003b). Ils distinguent une **région sombre**, en forme de croissant, côté matin, dont l'intensité est de quelques dizaines de kR. Cette région serait associée à des flux d'électrons qui s'éloignent de la planète.

Ils identifient également une **région active** adjacente à l'ovale principale, autour de l'heure locale de midi. Cette zone contient des structures stables en forme d'arc mais présente aussi des émissions qui s'allument de manière très soudaine, et peuvent atteindre plusieurs centaines de kR. Celles-ci pourraient être reliées à des reconnexions avec le champ magnétique interplanétaire du côté jour de la magnétosphère.

Enfin, une zone dite "**tourbillonnaire**" (*swirl region*) est identifiée au centre de la région polaire. Cette zone contient des structures turbulentes dont l'intensité varie entre 0 et 200 kR. Elle est interprétée comme la base de lignes de champ magnétique ouvertes.

Empreintes des satellites galiléens. A la base des lignes de champ magnétique qui passent par les satellites galiléens, on observe des émissions qui sont (par ordre d'intensité décroissante) les "empreintes" de Io, Ganymède et Europe. Elles sont étudiées dans Clarke *et al.* (2002); Wannawichian *et al.* (2010). L'interaction entre ces satellites conducteurs et le champ magnétique de Jupiter accélère de grandes quantités de plasma le long des lignes de champ magnétique qui relient les satellites à Jupiter¹⁴ et crée ces émissions très localisées à la surface de la planète. Des particules chargées issues de l'ionosphère de Io sont captées directement par les lignes de champ magnétique de Jupiter et forment une ceinture de radiation perpendiculaire à l'équateur, le long de laquelle elles sont accélérées par une onde d'Alfvén (Saur, 2004). A proximité de la planète, le champ magnétique devient plus intense et la majeure partie des particules est réfléchie sur ce miroir magnétique. Cependant à chaque réflexion une partie d'entre elles précipite sur Jupiter, à la base du tube de flux magnétique de Io, où elles créent une aurore permanente, qui est visible sur l'image de la figure 1.8, sous forme d'un point très intense suivi d'une queue brillante. Les courants reliant Io à Jupiter sont schématisés sur la figure 1.8. L'empreinte de Io émet plusieurs centaines de kiloRayleighs entre 115 et 170 nm, environ dix fois plus que Ganymède et Europe. L'empreinte de Callisto n'a jamais été observée. Le tube de flux de ce satellite coupe la planète au niveau de l'ovale principal, ce qui rendrait une détection très difficile. De plus il a probablement une faible conductivité, si bien qu'on ne s'attend pas à ce que son interaction avec le champ magnétique de Jupiter soit aussi complexe que celle des autres satellites.

14. Le courant qui circule dans le tube de flux de Io est estimé à 10^6 A.

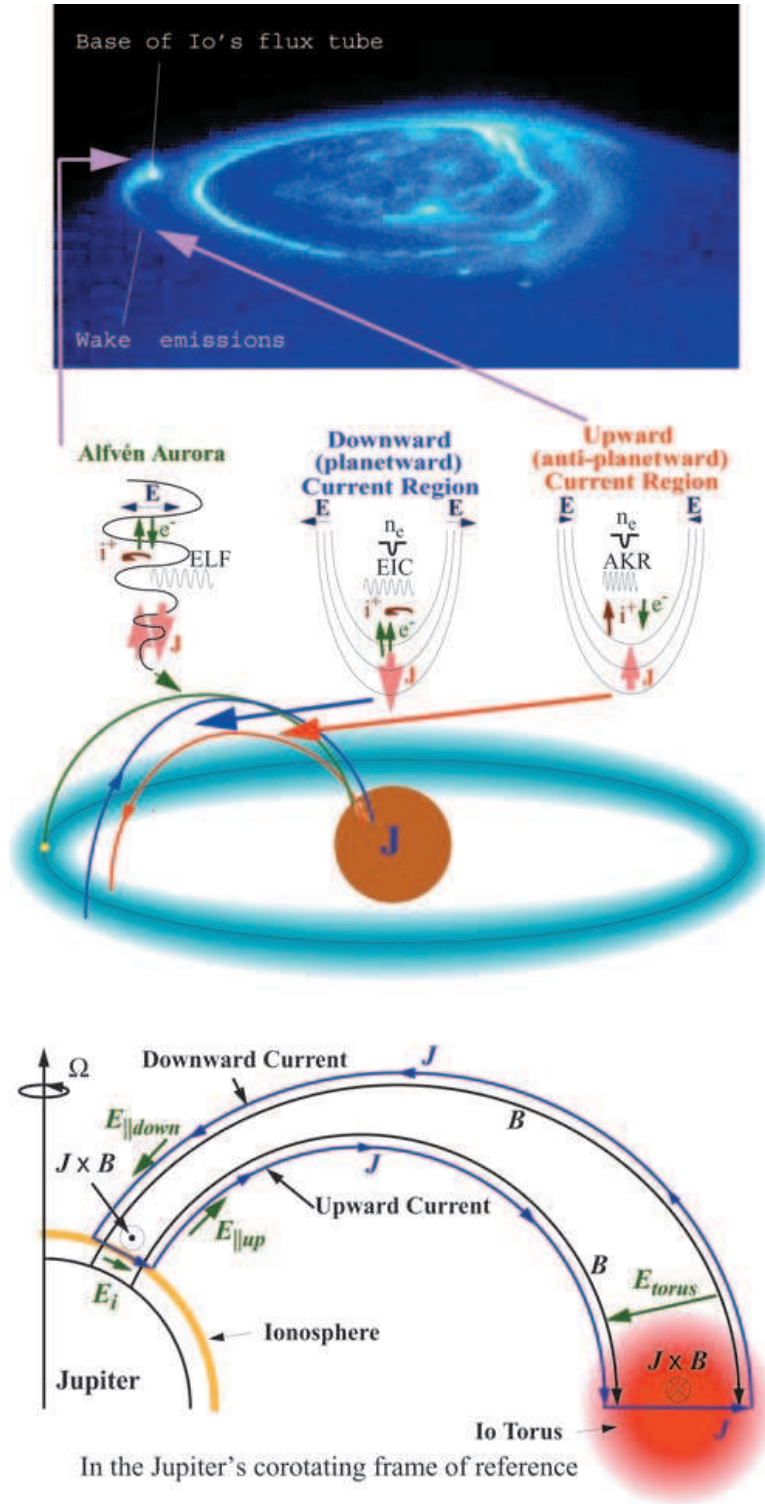


FIGURE 1.8 – Schéma tiré de (Su et al., 2003) : En haut, une image prise par le télescope spatial Hubble (HST) (Clarke et al., 2002) montre l'ovale principal, les émissions transpolaires et diffuses, l'empreinte de Io avec son sillage, ainsi que les empreintes quasi ponctuelles d'Europe et Ganymède en bas de l'image. Au milieu : Les électrons qui précipitent dans l'empreinte de Io sont accélérés par des ondes d'Alfvén, alors que ceux qui précipitent dans le sillage interagissent avec un champ électrique parallèle quasi-statique (Ergun et al., 2009). En bas, la structure de ces courants quasi-statiques reliant le sillage de Io dans le tore de plasma à son empreinte sur la planète.

2.4 Spectre des aurores, du radio à l'X

Dans cette partie, les informations dont l'origine n'est pas précisée sont tirées de l'article de revue de Bhardwaj et Gladstone (2000) (qui est très complet sauf au sujet des émissions radio). Deux autres articles de revue sur ce sujet sont ceux de Kim et al. (1998), qui détaille en particulier la morphologie des aurores en fonction de la longueur d'onde des émissions, et de Waite et al. (2000).

Emissions radio

Observation. La découverte d'une émission radio en provenance de Jupiter a été effectuée dans le domaine décimétrique avec des antennes de l'Institut Carnegie de Washington (Burke et Franklin, 1955). Les émissions hectométriques et kilométriques, qui sont réfléchies par l'ionosphère, ont été détectées plus tard par les sondes Voyager, puis observées par les sondes Ulysses, Viking, Galileo et Cassini¹⁵. La résolution angulaire disponible dans le domaine radio est très mauvaise, à titre d'exemple le lobe principal du réseau décimétrique de Nançay fait 6° de large à 25 MHz (Zarka, 1992). Bien que le disque de la planète ne soit pas résolu par les instruments, il est possible de distinguer l'émission aurorale de l'émission à basse latitude¹⁶. Une émission venant du tube de flux reliant Io à la planète a également été identifiée dans le domaine décimétrique, sous forme d'intenses bouffées d'une durée caractéristique d'une milliseconde (appelées *millisecond-bursts* ou encore *S-bursts*, où le "S" signifie *short*). Les émissions radio aurorales sont corrélées aux émissions UV aurorales (Prangé et al., 1993; Gurnett et al., 2002) ainsi qu'à la pression du vent solaire (Desch et Barrow, 1984; Cowley et al., 2007; Nichols et al., 2009) et aux chocs interplanétaires (Gurnett et al., 2002; Prangé et al., 2004; Echer et al., 2010).

Caractéristiques des émissions radio aurorales. Les émissions radio aurorales sont décrites par Zarka (1998) et Zarka et Kurth (2005). Tout d'abord, elles sont très intenses. Elles présentent de fortes variations temporelles (avec des échelles de temps caractéristiques allant de la seconde au mois), si bien qu'elles sont étudiées à travers des représentations temps-fréquence. Elles ont une fréquence proche de la fréquence cyclotron des électrons (leur fréquence est donc proportionnelle à la valeur du champ magnétique), sont émises dans des régions fortement magnétisées (près des pôles), sont polarisées elliptiquement ou circulairement et se propagent dans une direction formant un cône de grande ouverture par rapport à la direction du champ magnétique. Ce sont leurs propriétés géométriques particulières qui permettent de contraindre la position des sources, en dépit de la largeur du faisceau des antennes d'observation. Les techniques de goniopolarimétrie permettant de mesurer in situ le flux, la direction et la polarisation d'une onde radio nécessitent des récepteurs à plusieurs antennes. Or Galileo portait une antenne simple, et Juno également, si bien qu'il n'est actuellement pas possible de construire de cartes précises des émissions radio de Jupiter.

15. Les émissions radio magnétosphériques des autres planètes du système solaire ont lieu à plus basse fréquence ($f < 1$ MHz). Or l'ionosphère terrestre réfléchit les ondes de fréquence inférieure à ~ 1 MHz, si bien que l'émission radio décimétrique de Jupiter est la seule qui soit observable depuis le sol (Zarka, 2007).

16. Les électrons relativistes présents dans les ceintures de radiation de la planète émettent un rayonnement décimétrique par Bremsstrahlung (Zarka et Kurth, 2005)

Instabilité maser-cyclotron. Les émissions radio aurorales de Jupiter sont probablement générées par instabilité maser-cyclotron (voir à ce sujet (Wu et Lee, 1979; Louarn, 1992; Zarka, 1998) ou encore l'excellente explication donnée dans (Encrenaz et al., 2003)) : des électrons énergétiques (avec des énergies de l'ordre du keV) qui spiralent autour des lignes de champ magnétique peuvent, dans certaines conditions, entrer en résonance avec des fluctuations électromagnétiques ayant une fréquence proche de leur fréquence cyclotron, et les amplifier¹⁷. Pour que cette amplification soit possible, la fonction de distribution des électrons f doit présenter une inversion de la forme $\frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} > 0$, où v_{\perp} est la composante de la vitesse perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Une telle inversion de population en vitesses perpendiculaires existe au-dessus des miroirs magnétiques présents dans l'atmosphère de la planète. En effet, les électrons dont la vitesse est essentiellement parallèle au champ magnétique passent dans le cône de pertes ; seuls ceux qui ont un grand angle d'attaque, c'est à dire une grande composante perpendiculaire de vitesse, sont réfléchis. Une autre condition nécessaire à la mise en place de l'instabilité maser cyclotron est que la fréquence plasma f_{pe} et la fréquence cyclotron des électrons vérifient la condition $f_{pe} \ll f_{ce}$. Cela a pour conséquence que dans le cas de la Terre, une telle amplification n'est possible que dans des régions de faible densité de plasma, appelées "cavités plasma". En ce qui concerne la magnétosphère de Jupiter, la densité du plasma y est suffisamment faible pour que l'amplification soit efficace même en dehors de ces cavités. C'est avec le champ électrique polarisé circulairement du mode de propagation extraordinaire (ou 'X'), qui tourne dans le même sens qu'eux autour du champ magnétique¹⁸, que les électrons suprathermiques interagissent, et c'est lui qu'ils amplifient.

Localisation des sources. Les émissions radio aurorales sont générées à des altitudes situées entre l'ionosphère et quelques rayons joviens (Zarka, 2004).

Hormis les *S-bursts*, les émissions kilométriques et décamétriques sont émises le long de lignes de champ magnétique qui coupent le plan équatorial à des distances $\gg 12R_J$. Les émissions hectométriques sont émises sur des lignes de champ plus internes, qui coupent le plan équatorial entre 7 et 11 R_J , au bord du tore de plasma de Io (Zarka, 2004).

Quant aux *S-bursts* décamétriques en provenance du tube de flux de Io, une

17. La résonance ne peut avoir lieu que si la pulsation cyclotron des électrons ω_{ce} est proche de la pulsation du champ électrique ω . En effet, il faut que dans le référentiel des électrons, leur pulsation cyclotron soit égale à la pulsation du champ électrique (qui y est décalée par effet Doppler de $v_{\parallel}k_{\parallel}$, où v_{\parallel} est la composante de la vitesse des électrons parallèle au champ magnétique et k_{\parallel} la composante du vecteur d'onde dans cette direction). Cette condition s'écrit : $\omega - v_{\parallel}k_{\parallel} = \frac{\omega_{ce}}{\Gamma}$,

où $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$ est le facteur de Lorentz des électrons.

18. Le champ électrique de l'onde Ordinaire (ou 'O') accélère les électrons parallèlement à la direction du champ magnétique, il ne perturbe donc pas le mouvement cyclotron des électrons autour du champ magnétique. En revanche le champ électrique de l'onde X accélère les électrons perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Pour une onde du mode X se propageant parallèlement au champ magnétique, son champ électrique tourne dans le même sens qu'un électron autour d'une ligne de champ magnétique. Si elle se propage perpendiculairement à \vec{B} , son champ électrique oscille perpendiculairement à \vec{B} .

analyse de leur dérive négative en fréquence a permis de montrer que les électrons qui génèrent ces ondes par instabilité maser-cyclotron sont accélérés par des structures présentant des différences de potentiel de l'ordre de la centaine de volts, qui remontent les lignes de champ magnétique en direction de Io (Hess et al., 2009).

Emissions dans l'IR moyen

Des émissions d'hydrocarbures comme CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6 et $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ sont détectées dans les régions polaires dans l'infrarouge moyen, et particulièrement dans la zone qui coïncide avec la base des cornets polaires identifiée par Pallier et Prangé (2001) (Kunde et al., 2004). Le mécanisme d'excitation n'est pas clairement identifié : il pourrait s'agir d'une excitation directe par les précipitations de particules particulièrement énergétiques (et donc pénétrantes) ou d'une excitation thermique liée au chauffage Joule de l'atmosphère qui existe aux latitudes polaires. Les dernières observations de (Kim et al., 2009) vers $3 \mu\text{m}$ penchent en faveur d'une excitation non-thermique. Entre 7 et $13 \mu\text{m}$, ces émissions atteignent une puissance d'environ $4 \times 10^{13} \text{ W}$ (Drossart et al., 1993).

Les raies des hydrocarbures fournissent des informations sur les couches plus profondes de l'atmosphère, elles sont utilisées pour contraindre la structure thermique de la stratosphère (Livengood et al., 1993; Kostiuk et al., 1993).

Emissions dans l'IR proche

Emissions de H_3^+ . Les émissions de l'ion H_3^+ dominent le spectre des aurores dans l'infrarouge moyen. Cet ion a été découvert en laboratoire en 1911 par J. J. Thomson. Ses trois protons forment un triangle équilatéral dans lequel sont répartis les deux électrons. Une étude très complète de sa spectroscopie est disponible dans le manuscrit de thèse de McCall (2000). La première fois que son émission a été détectée dans une source astrophysique, c'était à travers l'émission de sa bande $2\nu_2$ à $2.1 \mu\text{m}$... dans la région aurorale sud de Jupiter (Drossart et al., 1989). H_3^+ est en effet un composant majoritaire de l'ionosphère de Jupiter. Il est produit par protonation de H_2 (Miller et al., 2006) :



Le précurseur H_2^+ , quant à lui, est produit par photoionisation, ionisation par impact électronique ou échange de charge entre des protons et H_2 ($\text{H}^+ + \text{H}_2(v \geq 4) \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$).

H_3^+ est détruit par recombinaison dissociative :



ou lorsqu'il cède un proton dans des processus d'échange de charges, en particulier avec $\text{X} = \text{CH}_4$ ou C_2H_2 au niveau de l'homopause :



Ces processus impliquent que les émissions aurorales de H_3^+ sont des émissions (plus ou moins) thermiques : ce ne sont pas des collisions électroniques qui excitent les ions,

ceux-ci sont produits par des réactions chimiques et sont (plus ou moins) thermalisés lorsqu'ils émettent du rayonnement (Miller *et al.*, 2006).

Des émissions de l'ion H_3^+ sont détectées sur toute la surface de la planète, mais l'émission à basse latitude est dix fois moins intense que l'émission aurorale. Ces émissions jouent un rôle capital dans le refroidissement de l'atmosphère, si bien que l'ion est parfois qualifié de "thermostat" (Miller *et al.*, 2006).

H_3^+ est produit en grandes quantités en zone aurorale, où la précipitation d'électrons produit des ions H_2^+ . Ainsi, son émission aurorale est particulièrement forte, elle a une puissance de 3×10^{12} W (Miller *et al.*, 2000), ce qui est comparable à la puissance des émissions UV. La morphologie des émissions de H_3^+ est comparable à celle des émissions UV (voir figure 1.9), y compris au niveau du pied des satellites galiléens (Connerney *et al.*, 1998). Ses bandes vers 2 et 4 microns sont les plus étudiées. La mesure de rapports de raies dans son spectre permet de déterminer les températures rotationnelles et vibrationnelles de H_3^+ (Raynaud *et al.*, 2004), et la mesure du décalage Doppler des raies permet par ailleurs de contraindre la dynamique des vents, la conductivité de l'ionosphère et son chauffage par effet Joule (Rego *et al.*, 1999a; Lystrup *et al.*, 2007; Chaufray *et al.*, 2011).

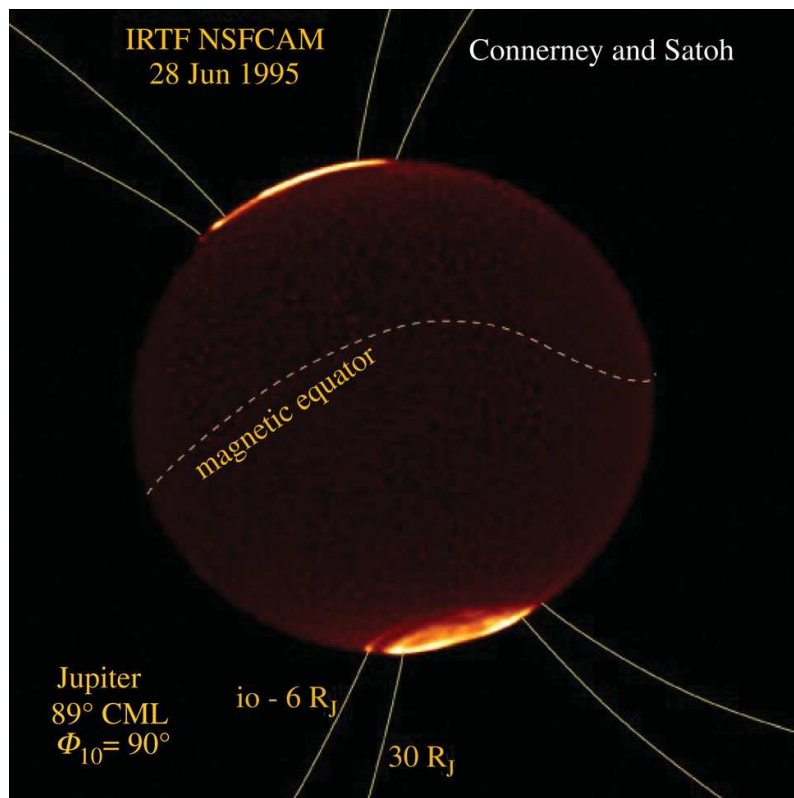


FIGURE 1.9 – Tirée de Miller *et al.* (2006) : Image prise par le télescope IRTF de la NASA et montrant l'émission de H_3^+ à $3.42 \mu\text{m}$. On distingue très bien l'ovale principal ainsi que l'empreinte de Io dans l'hémisphère sud. Les lignes de champ magnétique sont représentées d'après le modèle VIP4 de J. E. P. Connerney et T. Satoh (Connerney *et al.*, 1998).

H_3^+ est formé dans un environnement anisotrope à l'échelle microscopique : les champs électrique et magnétique définissent des directions privilégiées. On s'attend donc à ce que ses émissions soient polarisées, et la mesure de leur polarisation devrait

permettre de contraindre les champs. La première mesure de la polarisation d'une émission de H_3^+ dans les aurores de Jupiter est présentée au paragraphe F. Nous l'avons effectuée avec le télescope UKIRT (*United Kingdom InfraRed Telescope*).

Emissions de H_2 . H_2 est un faible émetteur infrarouge car il n'a pas de moment dipolaire permanent, ni induit par vibration, ce qui interdit les transitions dipolaires. Ses transitions infrarouges autorisées sont donc quadrupolaires, avec des coefficients d'Einstein d'émission spontanée très faibles, de l'ordre de 10^{-7} s^{-1} (Miller *et al.*, 2006). Quelques-une de ses raies roviboniques sont néanmoins détectées dans les aurores, notamment l'émission quadrupolaire $v = 1 \rightarrow v = 0$ vers $2 \mu\text{m}$ Bhardwaj et Gladstone (2000). Elles sont utilisées pour mesurer la vitesse des vents neutres (Chaufray *et al.*, 2011). Dans ces dernières observations, la vitesse du vent neutre est de l'ordre de quelques dixièmes de km/s, elle est toujours inférieure à celle du vent de H_3^+ qui atteint jusqu'à 3 km/s.

Emissions visibles

Les émissions aurorales dans le visible ne sont pas assez intenses pour être vues du côté jour de la planète, elles y sont noyées dans la lumière solaire. Seules des sondes allant du côté nuit les détectent. Lorsque Voyager 1 a observé le côté nuit, sa caméra sensible dans le visible a détecté des émissions dans la région polaire nord. Mais cette lumière venait du limbe et n'a pu être attribuée de manière certaine à une aurore : il pouvait également s'agir de lumière solaire diffusée (Cook *et al.*, 1981). C'est la caméra *Solid State Imaging* de la sonde Galileo qui a détecté pour la première fois de manière certaine des émissions aurorales dans le visible, côté nuit (Ingersoll *et al.*, 1998; Vasavada *et al.*, 1999). La puissance totale des aurores visibles est de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} W , et l'irradiance de l'ovale principal varie entre 80 et 300 kR. Les particules qui émettent sont situées vers 240 km d'altitude. Il semble que les émissions soient dominées par les raies de Balmer de H, mais il n'est pas exclu que H_2 et He émettent également. Galileo a fourni des images ayant une excellente résolution spatiale (jusqu'à 26 km par pixel). Ces images montrent que les émissions visibles ont la même morphologie que les émissions UV (voir figure 1.10) : on distingue un arc discret, des émissions diffuses, et l'empreinte de Io qui sont probablement excités par la précipitation d'électrons, ainsi qu'un deuxième arc discret peut-être lié à la précipitation d'ions.

Emissions UV

Le domaine ultraviolet peut être divisé en trois sous-régions : l'**extrême UV** (ou EUV) situé entre 70 et 912 Å, qui contient le rayonnement susceptible d'ioniser l'hydrogène atomique (912 Å équivaut à 13.6 eV), l'**UV lointain** (*Far UV*, ou encore FUV), entre 912 et 2000 Å et l'**UV proche** (*Near UV*, NUV), entre 2000 et 3400 Å. (Ceci dit, la frontière entre l'extrême UV et l'UV lointain est parfois fixée à 1000 Å.)

Une morphologie complexe. La puissance totale émise par les aurores dans l'UV lointain est de l'ordre de quelques 10^{12} W (Skinner *et al.*, 1984; Gerard *et al.*, 1993). La morphologie de ces émissions a été décrite dans le paragraphe 2.3. Les

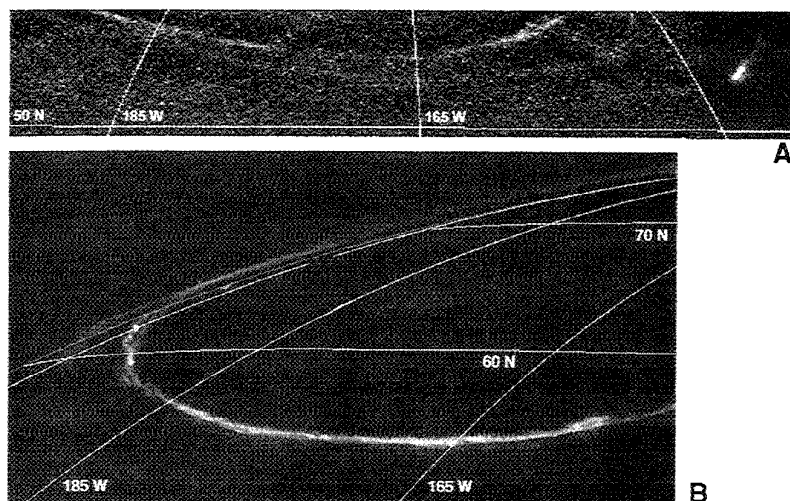


FIGURE 1.10 – Image tirée de Vasavada et al. (1999) : La zone aurorale nord de Jupiter vue par la caméra SSI de Galileo munie de son filtre *clear*, de bande passante [385-935 nm]. L'émission diffuse de l'environnement de Jupiter a été soustraite afin de mettre en évidence la contribution aurorale qui est beaucoup moins lumineuse. Sur l'image (A) apparaissent l'ovale principal, un arc secondaire et l'empreinte de Io. La résolution est de 134 km/pixel. Sur l'image (B), la résolution est de 26 km/pixel. On voit les émissions s'élever au-dessus du limbe. Le niveau de pression 1 bar est représenté. On distingue l'émission transpolaire au-dessus du limbe.

précipitations qui produisent ces différentes structures ont des origines différentes, et donc des énergies différentes, si bien que les différentes structures ont des caractéristiques spectrales différentes. Il est donc absolument nécessaire de résoudre spatialement les différentes structures des aurores si l'on veut caractériser précisément les énergies des électrons qui précipitent.

Intensité. L'intensité des ovales principaux est de l'ordre de plusieurs centaines de kR dans l'UV. Elle atteint jusqu'à quelques MR dans des régions particulièrement intenses ou lors de périodes de forte activité aurorale Cowley et Bunce (2001). L'intensité des émissions polaires diffuses est de quelques dizaines de kR à une centaine de kR. Les émissions transpolaires, qui sont très variables, sont parfois à peine détectables, mais peuvent occasionnellement atteindre jusqu'à quelques MR Prangé et al. (1998); Grodent et al. (2003b) voire plusieurs dizaines de MR (Waite et al., 2001).

Emission Lyman α . Cette émission est l'objet du chapitre 2. La raie la plus intense est la raie Ly α de l'hydrogène atomique, à 1215.67 Å. Elle correspond à désexcitation d'un atome H qui passe du niveau 2p à l'état fondamental 1s. Comme le niveau H($n = 2$) est situé à 10.2 eV du fondamental, il n'est pas peuplé thermiquement. L'émission Ly α aurorale est donc exclusivement excitée dans des collisions avec les particules suprathermiques qui précipitent dans l'atmosphère. La voie la plus simple est l'excitation directe de H depuis le fondamental mais c'est la dissociation de H₂ qui produit le plus d'atomes d'hydrogène dans l'état $n = 2$. La dissociation des hydrocarbures apporte une faible contribution.

Emissions de H₂. H₂ a également des émissions intenses dans l'UV lointain et l'extrême UV, entre 700 et 1700 Å. Cette émission est dominée par les bandes de Lyman et de Werner, qui correspondent à la désexcitation des niveaux électroniques *B* et *C* vers le fondamental. Les émissions aurorales de H₂ sont étudiées au chapitre 3.

Emissions X

A partir du moment où des observations radio ont montré que Jupiter avait une magnétosphère, on s'est attendu à ce que la planète émette un rayonnement auroral X. En effet, il était possible de faire l'analogie entre le cas de Jupiter et celui de la Terre, où les électrons énergétiques en provenance de la magnétosphère émettent du X par *Bremsstrahlung* lorsqu'ils sont diffusés par les particules de la haute atmosphère. Dans le cas de Jupiter, ce sont des mesures du satellite Einstein qui ont permis de confirmer la présence d'un rayonnement X en provenance des pôles de la planète. La résolution spectrale du satellite n'était pas suffisante pour permettre de trancher entre un spectre continu et un spectre de raies, si bien que ces deux théories sont restées en compétition un certain temps. L'émission continue pouvait s'expliquer par le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) émis par les électrons qui précipitent dans l'atmosphère depuis la magnétosphère ou par les électrons secondaires produits par l'ionisation des particules atmosphériques (Barbosa, 1990). Le spectre de raies pouvait être émis par des ions originaires des satellites galiléens¹⁹(Metzger *et al.*, 1983). Finalement, de nouvelles observations de Ulysses et de ROSAT sont venues faire pencher la balance du côté des émissions de couche K des ions d'oxygène et de soufre. Les ions responsables de ces émissions sont fortement chargés (de O VI à O VIII, et de S VI à S XIII) (Cravens *et al.*, 1995), et très énergétiques, avec plus de 300 MeV par nucléon. Des observations ultérieures du satellite XMM-Newton ont permis de détecter également un rayonnement continu très énergétique (> 2 keV) mais peu intense, probablement expliqué par le *Bremsstrahlung* des électrons qui sont à l'origine des émissions UV (Branduardi-Raymont *et al.*, 2008). Des images de XMM-Newton sont visibles sur la figure 1.11

Une moitié des émissions X très énergétiques (de 2 à 8 keV) est observée au niveau des ovales principaux cartographiés l'UV lointain, et l'autre moitié est émise depuis l'intérieur des ovales, dans des régions qui coïncident également avec les zones très brillantes dans l'UV lointain. Ces émissions X énergétiques sont donc probablement émises par *Bremsstrahlung*, par les mêmes électrons que ceux qui excitent les émissions UV (Branduardi-Raymont *et al.*, 2008). Une corrélation a par ailleurs été observée entre des *flares* observés dans les émissions transpolaires dans l'UV lointain et dans le domaine X, confirmant l'hypothèse que ces émissions sont excitées par des particules originaires de la magnétosphère lointaine (Elsner *et al.*, 2005). Les rayons X moins énergétiques (de 0.8 à 2 keV) sont observés à l'intérieur des ovales, dans des régions qui ne coïncident pas avec celles qui sont les plus brillantes dans l'UV. Ces X plus "mous" sont attribués à des processus d'échange de charges sur des ions et non à des précipitations d'électrons (Branduardi-Raymont *et al.*, 2008).

19. Des transitions dans le domaine X se produisent lorsqu'un électron d'une couche externe passe dans une lacune présente sur une couche interne du cortège électronique.

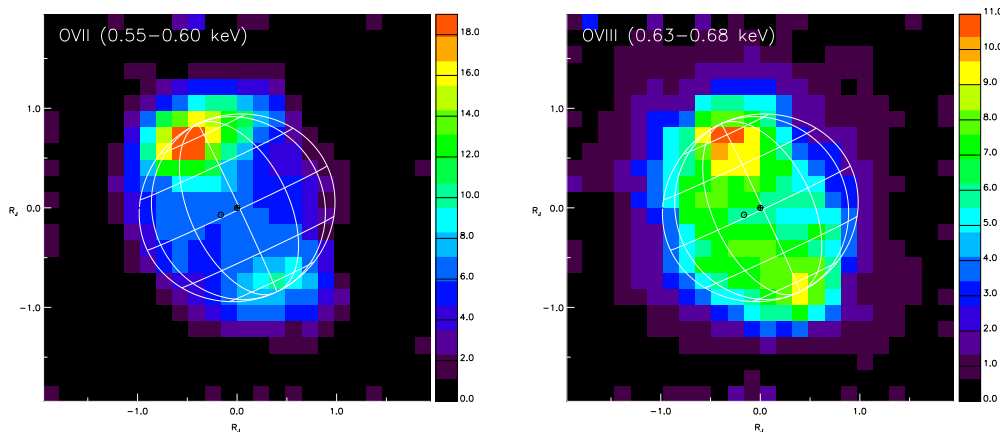


FIGURE 1.11 – Tirée de Branduardi-Raymont et al. (2006) : Jupiter vue en rayons X par le télescope XMM-Newton. Le domaine spectral de l'image de gauche [0.55-0.6 keV] correspond à l'émission de OVII et celui de l'image de droite [0.63-0.66 keV] à OVIII. L'émission de OVII est concentrée près des pôles alors que celle de OVIII descend à plus basse latitude.

Ozak et al. (2010) proposent un modèle d'émission X des aurores de Jupiter. Ils modélisent la précipitation des ions lourds d'oxygène et de soufre. Des électrons énergétiques sont produits lors de l'interaction entre les ions lourds et les particules atmosphériques. A l'avenir il pourrait être intéressant de collaborer avec eux pour étudier la manière dont ces électrons énergétiques déposent leur énergie dans l'atmosphère, et notamment calculer l'émission UV qu'ils engendrent.

3 Problématique : contraindre les flux d'électrons qui précipitent

Quand les aurores ont été découvertes, on ne savait pas quelle était la nature des particules qui y précipitaient : étaient-ce des électrons ou des ions ? Certes on savait que les précipitations d'électrons étaient importantes mais des protons (Goertz, 1980) et des ions plus lourds (Thorne, 1982) pouvaient également être à l'origine des émissions UV. Depuis, Waite et al. (1988), Rego et al. (2001) et Bhattacharya et al. (2001) ont montré que ce sont principalement les électrons qui sont à l'origine des émissions aurorales dans le domaine UV. De leur côté, les ions engendrent des émissions situées dans le domaine X et ont une faible contribution dans l'UV.

Yung et al. (1982) sont les premiers à avoir cherché à caractériser les électrons qui précipitent dans les aurores de Jupiter, en particulier à déterminer leur énergie. En comparant des spectres enregistrés avec le télescope International UV Explorer (IUE)²⁰ avec un modèle de précipitation d'électrons, ils ont estimé que l'énergie moyenne des électrons qui précipitent vaut entre 1 et 30 keV²¹. Avec les instrument *Low-Energy Charged Particle* (LECP), les sondes Voyager ont permis une première

20. IUE a fait des observations depuis l'orbite terrestre entre 1978 et 1996.

21. La résolution spatiale disponible avec le spectrographe d'IUE est très faible : 5". Cet instrument permet donc seulement de mesurer des grandeurs moyennées sur l'ensemble des régions aurorales nord ou sud. C'est seulement avec l'instrument GHRS de HST que l'on a pu résoudre les aurores joviennes à la fois spatialement et spectralement, puisque son ouverture faisait 2" × 2".

mesure in situ des flux de particules dans la magnétosphère. LECP a montré que les flux de particules sont extrêmement intenses, l'instrument a même saturé lorsque Voyager 1 est passé dans la magnétosphère interne ($< 10R_J$) (Mauk et al., 1996). Une deuxième série de mesures in situ a été effectuée par les instruments *Energetic Particle Detector* (EPD) et *Plasma* (PLS) de la sonde Galileo. Ajello et al. (2001) ont rapporté que EPD a enregistré les flux d'électrons compris entre 15 keV et 10 MeV et les flux d'ions entre 42 keV et 12.4 MeV au milieu de la magnétosphère de Jupiter. Ces flux sont extrêmement variables, sur des échelles de temps allant de quelques minutes à quelques heures. Vers 10-20 R_J le spectre énergétique des électrons ressemble à une fonction κ , et sa distribution angulaire est isotrope. PLS a mesuré les flux de basse énergie (entre 100 eV et 2 keV). Ces flux, dont la valeur varie entre une dizaine d'erg cm⁻² s⁻¹ et plusieurs centaines d'erg cm⁻² s⁻¹, sont suffisamment intenses pour alimenter à la fois les aures diffuses et discrètes. Leur énergie se décrit par une fonction exponentielle ou en loi de puissance. Mais ces mesures, effectuées à grande distance de la planète et dans son plan équatorial, ne permettent pas de caractériser les électrons qui précipitent dans les aures. Le champ électrique peut en effet accélérer les particules tout au long de leur trajectoire, le champ magnétique peut les dévier, changeant leurs propriétés lorsqu'elles arrivent au niveau de la planète. En attendant des mesures de la sonde Juno, on donc peut uniquement caractériser les flux d'électrons auroraux en recourant à des modèles de précipitations, et en comparant les émissions UV prédites par les modèles et les émissions observées par les télescopes, comme l'ont fait notamment Yung et al. (1982), Waite et al. (1983), Rego et al. (1994), Grodent et al. (2001), Perry et al. (1999), Gustin et al. (2002), Gérard et al. (2002), Gérard et al. (2003), Ajello et al. (2005), Gustin et al. (2006) avant nous.

4 Comment modéliser les précipitations d'électrons dans les aures de Jupiter ?

4.1 Modélisations antérieures

Le premier travail qui visait à caractériser les précipitations de particules en recourant à un modèle de précipitations d'électrons est celui de Yung et al. (1982). Les auteurs ont supposé que des électrons monoénergétiques d'énergies allant de 1 à 30 keV précipitaient dans l'atmosphère de Jupiter. Pour décrire cette atmosphère, ils se sont basés sur la composition atmosphérique déduite d'une occultation radio de la sonde Voyager (Festou et al., 1981). Ils ont utilisé l'approximation de pertes continues (ou encore CSDA, *Continuous Slowing Down Approximation*) pour modéliser la façon dont les électrons transfèrent leur énergie aux particules atmosphériques. Cette approximation suppose que les pertes d'énergie dues à l'ionisation ou l'excitation des particules atmosphériques, qui se produisent de manière discrète, peuvent être décrites en faisant perdre continuellement de l'énergie aux électrons le long de leur trajet dans l'atmosphère. Cette approximation permet de calculer la distribution d'électrons secondaires²². La fonction $L(E)$ utilisée par Yung et al. (1982) pour

²². On appelle électron secondaire un électron issu d'une collision électronique inélastique entre un électron incident et une particule atmosphérique. Ce terme regroupe donc à la fois l'électron

décrire les pertes d'énergie de manière continue avait été proposée par Cravens *et al.* (1975). Des sections efficaces d'excitation électronique de H et de H₂ leur permettent ensuite de calculer les émissions de H et H₂. Pour H₂, leurs spectres synthétiques incluent les bandes de Lyman et de Werner et tiennent compte de la contribution des états *EF* qui cascaden vers le système de Lyman (voir chapitre 3). Pour l'émission Ly α de H, ils prennent en compte la diffusion multiple des photons en faisant des calculs de transfert radiatif. Leur article se conclut par la mesure de rapports entre les intensités de différentes parties du spectre, appelés **rapports de couleur** : $R_1 = \frac{I_{Ly\alpha}}{I_{1230-1650}}$ et $R_2 = \frac{I_{1230-1300}}{I_{1557-1619}}$. La comparaison des rapports de couleur de leurs spectres synthétiques avec ceux des spectres du télescope IUE leur a permis de montrer que les énergies des électrons qui précipitent varient au cours du temps mais se situent globalement entre 1 et 30 keV. (Il s'agit bien sûr d'une moyenne sur les zones aurorales).

Gerard et Singh (1982) ont également utilisé l'approximation de pertes continues pour modéliser le transport des électrons, d'après les travaux de Edgar *et al.* (1975). Ils ont travaillé avec une atmosphère composée de H et H₂, et ont calculé leurs taux d'excitation et d'ionisation, le taux de dissociation de H₂, et le chauffage de l'atmosphère sous l'effet de précipitations d'électrons ayant des distributions maxwelliennes en énergie, avec des énergies caractéristiques allant de 200 eV à 10 keV. Ils ont calculé les émissions des bandes de Lyman et de Werner de H₂, ainsi que des raies H α et H β de l'hydrogène atomique. Ils ont ainsi prédit que l'énergie des électrons qui précipitent dans l'atmosphère est convertie en émission UV de H₂ avec une efficacité de 10.6 kR/(erg cm⁻² s⁻¹). Au moment du passage de Voyager 2, l'atmosphère de Jupiter recevait ainsi un flux d'électrons de 10 erg cm⁻² s⁻¹. Une grosse partie de cette énergie sert à maintenir une haute température exosphérique puisque 40 % de cette énergie sert à chauffer l'atmosphère. La structure thermique de la thermosphère est donc fortement contrôlée par la précipitation de particules. Ils ont également montré que les précipitations d'électrons produisent de grandes quantités d'hydrogène atomique, contrôlant la composition de l'atmosphère. Néanmoins leur modèle reste limité par la méconnaissance de l'atmosphère de Jupiter, tant dans sa composition que sa structure thermique. Notons que de plus il suppose que la distribution des électrons qui précipitent en haut de l'atmosphère est isotrope, alors qu'en réalité cette distribution a une direction privilégiée : celle des lignes de champ magnétique.

Waite *et al.* (1983) ont également tenté de comprendre comment les précipitations aurorales et le flux solaire UV modifient la composition et la température de l'atmosphère et de l'ionosphère. Pour cela ils ont adapté un modèle qui avait été introduit par Waite (1981) pour décrire l'aéronomie de Saturne. Un code de transport d'électrons à deux faisceaux (introduit par Nagy et Banks (1970)), recourant à l'approximation de pertes continues, couplé à des équations photochimiques leur a permis de calculer le taux de dissociation de H₂ et la production d'hydrogène atomique qui en résulte. Une limite de ce modèle réside dans le fait qu'avec seulement deux faisceaux, les électrons sont contraints de se déplacer parallèlement aux lignes de champ magnétique : leur dispersion en angle ne peut pas être prise en compte,

incident (une fois qu'il a subi la collision), ainsi qu'un éventuel électron créé par ionisation de la particule atmosphérique.

ce qui empêche de décrire correctement les collisions élastiques.

Waite (1991) a repris son modèle de 1983 pour calculer l'émission *Bremstrahlung* qui résulte des flux d'électrons primaires et secondaires. Il s'est basé sur le modèle de dégradation d'énergie des électrons de Waite *et al.* (1983). Il a conclu qu'il est peu probable que l'émission X soit due au *Bremstrahlung* des électrons, ce qu'ont ensuite confirmé les mesures de Ulysse et Rosat.

Singhal *et al.* (1992) ont construit un autre modèle avec l'approximation de pertes continues. Ils ont étudié la précipitation d'électrons ayant des distributions maxwelliennes avec des énergies caractéristiques de 10, 30 et 100 keV, et précipitant de manière isotrope en haut de l'atmosphère. Ils ont calculé les taux d'excitation volumique des bandes de Lyman et de Werner de H₂. Ils ont intégré ces taux sur une colonne d'atmosphère pour estimer l'émission qui en résulte, et ont comparé leurs valeurs avec les observations de Voyager 2. Ils ont trouvé que leurs distributions d'électrons devaient porter des flux totaux de 10, 18 et 45 erg cm⁻² s⁻¹ respectivement pour que leur modèle corresponde aux observations. Ils ont également calculé les taux d'émission volumique de photons Ly α mais comme ils n'ont pas fait de calculs de transfert radiatif ils n'ont pas pu les comparer aux observations. En revanche ils ont calculé l'émission X due au *Bremstrahlung* des électrons et ont obtenu une intensité de 10 à 100 fois supérieure aux observations de Metzger *et al.* (1983).

Kim *et al.* (1992) ont résolu l'équation de transport des électrons selon la méthode proposée par Porter *et al.* (1987). Ils ont calculé la densité et la population des niveaux vibrationnels de H₃⁺ qui résultent de la précipitation d'électrons de 10 keV. Leur méthode de résolution ne fait pas appel à l'approximation de pertes continues : les électrons subissent des pertes discrètes d'énergie. Une autre de ses qualités est d'être multifaisceaux. La distribution angulaire des électrons incidents en haut de l'atmosphère était supposée isotrope. Les auteurs ont montré que H₃⁺ n'était pas à l'équilibre thermique local puisque sa désexcitation radiative était comparable à sa désexcitation par collisions. Ils ont également conclu qu'une entrée d'énergie de l'ordre de 1 erg cm⁻² s⁻¹ était cohérente avec les observations de la région aurorale dans l'infrarouge.

Rego *et al.* (1994) se sont intéressés à la fois aux précipitations d'électrons et de protons, dans le but de lever le voile sur l'identité des particules qui précipitent. Ils ont repris les travaux initiés par Edgar (1973) et repris par Gerard et Singh (1982), avec un modèle reposant sur l'approximation de pertes continues. Ils ont ainsi comparé les taux d'excitation et d'ionisation produits par ces deux types de précipitations. Le transport des protons n'est pas un problème simple car ceux-ci subissent des échanges de charges avec les particules atmosphériques, et peuvent se transformer en atomes d'hydrogènes ayant une grande énergie cinétique. Dans un deuxième article, Prangé *et al.* (1995), les auteurs se sont intéressés à la distribution angulaire des électrons qui précipitent, et ont montré que celle-ci a une influence sur le rapport de couleur qu'on peut mesurer dans les spectres. Enfin, dans le dernier article de la trilogie (Rego *et al.*, 1999b), les auteurs ont utilisé la méthode de transfert radiatif *adding-doubling*²³. Ils ont ainsi calculé des rapports de couleur en fonction de l'énergie des électrons ou des protons qui précipitent. Ils ont de plus prédit que lors d'une aurore de protons, le côté rouge de la raie Ly α contenait une composante

23. La méthode *adding-doubling* consiste à calculer des matrices de réflexion et de transmission pour chaque couche d'atmosphère.

asymétrique émise par des atomes d'hydrogène rapides issus de la recombinaison des protons incidents. Détecter cette asymétrie pourrait permettre de mettre en évidence une aurore de protons sur Jupiter. Mais cette asymétrie n'a pas été détectée dans des spectres enregistrés avec l'instrument *Goddard High Resolution Spectrograph* (GHRS) de HST (Rego et al., 2001), ce qui confirme que les électrons sont la source principale des aurores de Jupiter .

Bisikalo et al. (1996) ont modélisé la précipitation de protons et d'électrons par une méthode Monte-Carlo. En ce qui concerne le transport des électrons, ils ont repris le modèle de transport à deux faisceaux de Waite et al. (1983). Le transport des protons est décrit de manière cinétique, à l'aide de l'équation de Boltzmann. Les électrons ont des énergies entre 0.22 et 22 keV et un flux total entre 1 et 100 erg cm⁻² s⁻¹, et les protons ont des énergies entre 0.3 et 30 keV et un flux total de 10 erg cm⁻² s⁻¹. Les auteurs ont calculé la production d'atomes d'hydrogène énergétiques due aux réactions chimiques atmosphériques, en particulier aux réactions induites par la précipitation d'électrons et de protons, en incluant les réactions d'échange de charge. Un code de transfert radiatif adapté de celui de Gladstone (1988) leur a permis de calculer le profil de la raie Lyman α émergente. Ce code résout l'équation de transfert radiatif par une méthode matricielle, la méthode de Feautrier. Même si le profil qu'ils obtiennent ne permet pas de reproduire exactement celui observé par HST/GHRS, la présence d'atomes rapides augmente l'intensité dans les ailes de la raie et permet d'augmenter la concordance avec les observations.

Perry et al. (1999) ont repris le modèle multifaisceaux à pertes discrètes d'énergie de Porter et al. (1987) pour décrire la chimie induite par les aurores. Ce travail utilise un modèle d'atmosphère basé sur les données de Voyager et de la sonde de descente de Galileo, en augmentant artificiellement la température pour décrire le chauffage résultant des aurores. Dans ce modèle, les faisceaux d'électrons qui précipitent sont monoénergétiques et leur distribution en angle est isotrope. Ils doivent porter un flux de 11 erg cm⁻² s⁻¹ pour que l'émission de la bande de Lyman de H₂ atteigne sa valeur mesurée par HST/GHRS, 80 kR. En confrontant leurs calculs à des observations de IUE et HST, les auteurs obtiennent des énergies de 45 à 55 keV pour électrons qui précipitent.

Grodent et al. (2001) ont repris le modèle à deux faisceaux et à pertes continues d'énergie de Waite et al. (1983). Son couplage avec un modèle de conduction thermique a permis de calculer de manière auto-consistante le profil thermique de l'atmosphère aurorale entre quelques kilomètres d'altitude et 2000 km d'altitude (correspondant à des niveaux de pression de 10⁻² à 10⁻¹⁴ bar) ainsi que les profils de densité de H, H₂, He, CH₄ et C₂H₂. Ce modèle a été contraint par la comparaison avec l'altitude des émissions et les températures mesurées par des observations. Il différencie les conditions qui règnent dans les aurores discrètes de celles des aurores diffuses. Les aurores discrètes sont reproduites par une précipitation d'électrons dont le spectre est la somme de trois maxwelliennes, avec des énergies caractéristiques de 0.1, 3 et 22 keV et des flux de 0.5, 10 et 100 erg cm⁻² s⁻¹, respectivement. Pour les aurores diffuses, la composante à haute énergie est remplacée par une distribution kappa²⁴ à 15 keV, avec un flux de 20 erg cm⁻² s⁻¹ et un indice $\kappa = 2.1$. Notons qu'il est tout à fait légitime d'avoir des doutes sur la crédibilité de ces distributions qui ne

24. La distribution kappa d'indice κ est : $\phi(v) \propto \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_c^2}\right)^{-\kappa-1}$

sont justifiées par aucun argument physique ! Parmi tous les modèles d'atmosphère de Jupiter qui existent aujourd'hui, celui-ci est le seul qui tient compte des caractéristiques propres de l'atmosphère aurorale, il est en effet le seul à décrire de manière auto-consistante le dépôt de l'énergie des électrons dans l'atmosphère aurorale et la structure thermique de cette atmosphère. Le code de transport de (Grodent *et al.*, 2001) a été amplement utilisé pour interpréter des rapports de couleur et ajuster les observations avec des spectres synthétiques (Dols *et al.*, 2000; Ajello *et al.*, 2001; Gérard *et al.*, 2002, 2003; Gustin *et al.*, 2004b,a; Ajello *et al.*, 2005; Gustin *et al.*, 2006).

Hiraki et Tao (2008) étudient le taux d'ionisation dans l'atmosphère de Jupiter en fonction de l'énergie des électrons qui précipitent, de leur angle d'incidence et de la densité d'hydrogène H_2 . Ils travaillent avec un code Monte-Carlo multidirectionnel. Leur modèle tient uniquement compte des collisions que les électrons ont avec H_2 .

En résumé, parmi tous les modèles cités ci-dessus, seuls ceux de Kim *et al.* (1992) et Perry *et al.* (1999) décrivent de manière discrète les pertes d'énergie que subissent les électrons lors de collisions inélastiques²⁵. Tous les autres les décrivent de manière continue, alors que cela peut conduire à des erreurs dans le calcul des taux d'excitation, notamment quand les électrons ont une énergie très proche du seuil d'excitation des particules atmosphériques (voir (Porter *et al.*, 1987)).

Les modèles de Yung *et al.* (1982), Waite *et al.* (1983), Bisikalo *et al.* (1996) et Grodent *et al.* (2001) ont de plus le désavantage d'utiliser seulement deux faisceaux d'électrons.

4.2 La famille de codes TRANS*

Nous avons cherché à proposer un modèle qui représente une amélioration par rapport aux modèles déjà existants. Notre point de départ est le code TRANSCAR²⁶ (Lilensten et Blecly, 2002). Initialement, ce code a été développé pour décrire la haute atmosphère terrestre soumise aux précipitations d'électrons qui l'arrosent dans les régions polaires. Sa structure est schématisée sur la figure 1.12. Il est composé de deux parties, une partie cinétique qui modélise le transport des électrons supra-thermiques, et une partie fluide qui calcule la concentration, la vitesse, le flux et la température des électrons et des ions.

Dans la suite du texte, nous nous intéresserons uniquement à la partie cinétique, qui peut être utilisée seule. Elle est décrite dans Lummerzheim et Lilensten (1994). Comme on peut le voir sur la figure 1.12, elle sert à calculer les taux d'excitation et d'ionisation des particules atmosphériques ainsi que le chauffage de l'atmosphère, sous l'effet de précipitations d'électrons auroraux et du flux solaire ultraviolet. Les collisions entre les électrons supra-thermiques et les particules neutres atmosphériques y sont décrites par l'équation de Boltzmann - et non par l'approximation de pertes continues comme dans la majorité des codes cités au paragraphe précédent. L'équation de Boltzmann permet de décrire les interactions entre les particules d'un gaz dilué ; elle les modélise comme des collisions binaires entre sphères dures ayant

25. On pourra se référer à l'annexe A de Porter *et al.* (1987) pour avoir un aperçu des différentes méthodes de pertes discrètes d'énergie.

26. TRANSCAR signifie "TRANSport au CARré"

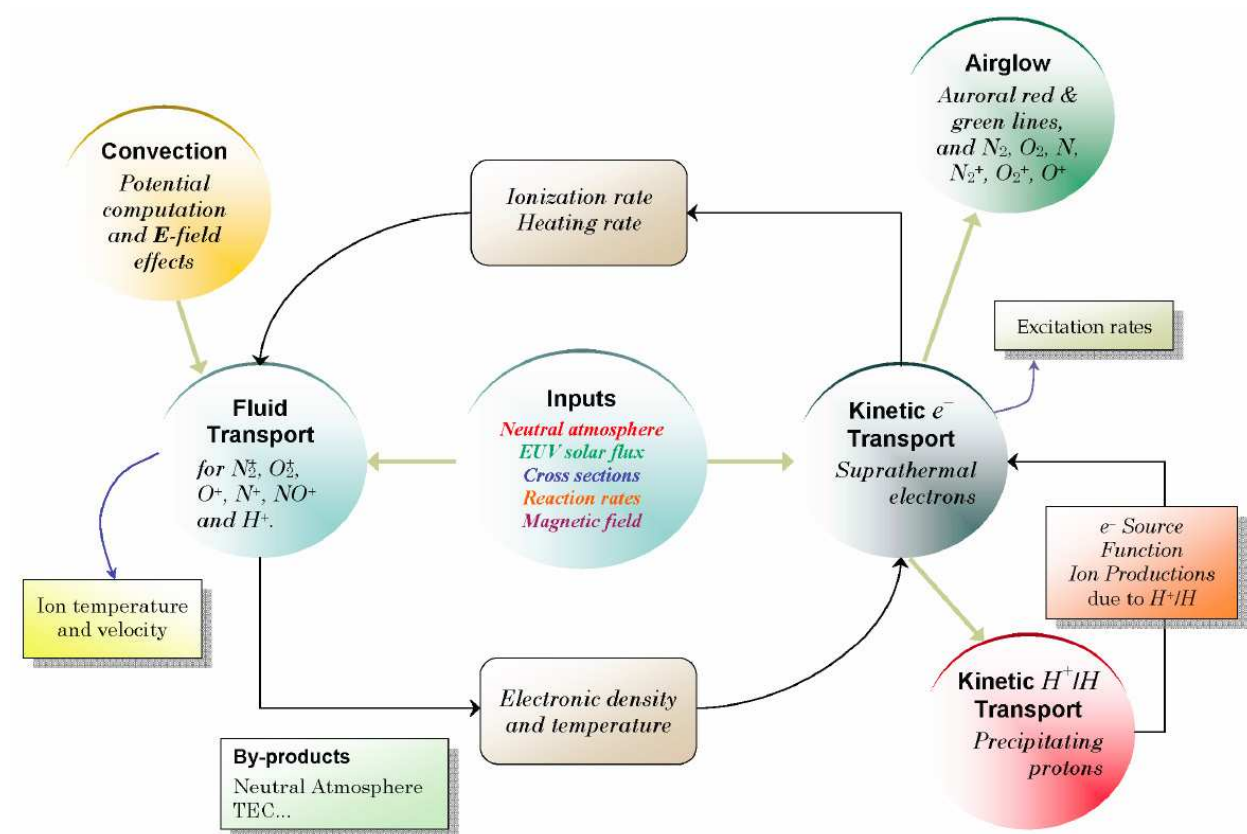


FIGURE 1.12 – Schéma tiré de Simon (2006) : structure du code "TRANS4" avec la partie fluide et la partie cinétique et résumé des entrées-sorties de chaque partie. TRANS4 est une version de TRANSCAR décrivant à la fois la précipitation d'électrons et celle de protons dans l'atmosphère terrestre.

entre elles une interaction à courte portée. Elle permet de rendre compte du caractère discret des pertes d'énergie se produisant à chaque collision. Notons que la production d'électrons issus de l'ionisation des particules atmosphériques par collision électronique est calculée et que ces électrons sont inclus dans les flux d'électrons suprathermiques²⁷, si bien que les collisions qu'ils ont avec les particules atmosphériques sont prises en compte. En plus du fait qu'il résout l'équation de Boltzmann, ce code a un autre avantage : il est multi-faisceaux. Le flux d'électrons est bien entendu discrétisé en angle, mais plusieurs angles sont possibles, et non seulement deux comme c'était le cas dans la majorité des codes cités ci-dessus, dont le code de l'équipe belge. Des sections efficaces différentielles en angle et en énergie représentent ainsi les probabilités de diffusion des électrons soumis à des collisions élastiques et inélastiques.

Les différents codes TRANS*

Au fil des années - et de la succession des doctorants au Laboratoire de Planétologie de Grenoble - ce code a été décliné sous forme de variantes : une variante pour décrire l'ionosphère de Mars, une pour celle de Vénus, une pour celle de Titan, donnant des codes TRANS-Mars (Witasse *et al.*, 2002, 2003; Simon *et al.*, 2009; Nicholson *et al.*, 2009), TRANS-Venus (Gronoff *et al.*, 2007, 2008), TRANS-Titan (Lilensten *et al.*, 2005b,a; Gronoff *et al.*, 2009a,b). Il a également été perfectionné, d'abord par la prise en compte des ions doublement chargés présents dans l'ionosphère (Witasse *et al.*, 2002; Simon *et al.*, 2005) puis, en ce qui concerne l'ionosphère terrestre, en permettant de prendre en compte les précipitations de protons (Simon *et al.*, 2007).

La première partie de ma thèse a consisté à adapter la partie cinétique de TRANS* au cas de Jupiter, dans le but de calculer l'émission de la raie Ly α de l'hydrogène atomique excitée par la précipitation d'électrons dans les aurores de Jupiter.

Description cinétique du transport des électrons à l'aide de l'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann décrivant les flux d'électrons suprathermiques dans une ionosphère est présentée dans Stamnes et Rees (1983b); Gronoff (2009). J'en reprends les grandes lignes ici. Les électrons suprathermiques sont représentées par leur fonction de distribution dans l'espace des phases, $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ (qui se mesure en cm⁻⁶ s). La variation de f est donnée par l'équation de Boltzmann non conservative (Gronoff, 2009; Stamnes et Rees, 1983b; Karamcheti et Sentman, 1968) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \left(\frac{f \vec{X}}{m_e} \right) = Q, \quad (1.4)$$

où Q (comme *Quelle*, qui veut dire "source" en allemand) est un terme qui décrit la production d'électrons de position \vec{r} et de vitesse \vec{v} à l'instant t , m_e est la masse des électrons et \vec{X} la force extérieure s'exerçant sur les électrons dans l'état (\vec{r}, \vec{v}) . Dans notre cas, \vec{X} est la force de friction exercée par les électrons thermalisés sur

²⁷. par l'intermédiaire du terme source de l'équation de Boltzmann (voir page suivante).

les électrons suprathermiques. Elle est décrite avec la fonction continue de friction $L(E)$ (ou *stopping cross section*, qui se mesure en eV cm²), définie par :

$$\vec{X} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v}, \quad (1.5)$$

où n_e est la densité d'électrons thermalisés, E est l'énergie de l'électron suprathermique et $v = \|\vec{v}\|$ sa vitesse. Ceci met en évidence le fait que la force de friction n'est pas conservative et justifie qu'on utilise l'équation de Boltzmann non conservative²⁸. Les codes TRANS* utilisent la fonction de friction proposée par Swartz et al. (1971) et recommandée par Stamnes et Rees (1983a) :

$$L(E) = \frac{3.37^{-12}}{E^{0.94} n_e^{0.03}} \left(\frac{E - E_{th}}{E - 0.53 E_{th}} \right)^{2.56}, \quad (1.7)$$

où $E_{th} = 8.618 \times 10^{-5} T_e$ (si on note T_e la température électronique exprimée en K), et E est exprimée en eV. Cette expression a été établie en ajustant des formules analytiques données par Schunk et Hays (1971); Schunk et al. (1971) pour décrire les interactions coulombiennes et l'émission Cerenkov. En ce qui concerne le terme de production Q , il peut se décomposer comme la somme d'un "terme source" décrivant l'apparition de nouveaux électrons dans l'atmosphère et d'un "terme de collision" dû à la diffusion des électrons qui étaient déjà présents auparavant dans l'atmosphère mais avaient une vitesse différente.

Il est judicieux de se ramener à une équation portant non pas sur la fonction de distribution des électrons suprathermiques f , mais sur leur flux I , qui se mesure en cm⁻² s⁻¹ eV⁻¹ sr⁻¹. Pour cela on utilise le changement de variable

$$I(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = \frac{v^2}{m_e} f(\vec{r}, \vec{v}, t), \quad (1.8)$$

où $E = \frac{1}{2} m_e v^2$ est l'énergie cinétique des électrons et $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$ est la direction dans laquelle ils se déplacent. (Stamnes et Rees, 1983b) montrent que l'on obtient :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \frac{\partial I}{\partial \vec{r}} - n_e \frac{\partial (L(E) I)}{\partial E} = \frac{1}{v} \hat{Q}, \quad (1.9)$$

où $\hat{Q}(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = \frac{v^2}{m_e} Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$.

Dans le cas d'une géométrie plan-parallèle, et dans l'hypothèse que l'on est dans un état stationnaire, cela donne :

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu, E)}{\partial \tau(z, E)} = -I(\tau, \mu, E) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^{tot}(E)} \frac{\partial (L(E) I(\tau, \mu, E))}{\partial E} + D(z, \mu, E) + P(z, \mu, E) \quad (1.10)$$

où

28. Si \vec{X} était une force conservative, 1.4 serait remplacée par l'équation de Boltzmann conservative :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{X}}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = Q \quad (1.6)$$

- μ est le cosinus de l'angle entre la ligne de champ magnétique et la direction de propagation des électrons.
- $n_k(z)$ (qui s'exprime en cm^{-3}) est la densité de l'espèce atmosphérique k à l'altitude z .
- $\sigma_k^{tot}(E)$ (qui s'exprime en cm^2) est la section efficace totale de collision électronique de l'espèce k à l'énergie E . C'est la somme des sections efficaces de collision élastique et inélastique.
- τ est la profondeur de collision (ou encore profondeur de diffusion). Elle est définie par $\tau(z) = \int_z^{z_{max}} d\tau$, où z_{max} est l'altitude maximale du modèle d'atmosphère et $d\tau = \sum_k n_k(z) \sigma_k^{tot}(E) dz$. τ est une grandeur sans dimension analogue à une épaisseur optique en transfert radiatif.
- $P(z, \mu, E)$ (qui s'exprime en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) est le terme source donnant le nombre d'électrons primaires introduits dans l'atmosphère dans l'état (μ, E) à l'altitude z . Les **électrons primaires** sont les électrons incidents (qui précipitent dans l'atmosphère depuis la magnétosphère) ainsi que les photoélectrons. Le terme P est décrit ci-dessous.
- $D(z, \mu, E)$ (qui s'exprime en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) est le terme de diffusion donnant le nombre d'électrons secondaires produits dans l'état (μ, E) à l'altitude z suite à une diffusion. Il est également décrit un peu plus loin. Les **électrons secondaires** sont les électrons issus d'une collision électronique inélastique entre un primaire et une particule atmosphérique. Ce terme désigne donc aussi bien les électrons primaires dont l'énergie a été diminuée (ou **dégradée**) lors d'une collision électronique que les électrons produits lors de l'ionisation des particules atmosphériques par collision électronique.

Description des termes de production d'électrons

Terme de sources primaires P . Le terme source P décrit la production d'électrons primaires, qui inclut les électrons incidents ainsi que les photoélectrons :

$$P(z, E, \mu) = P^{prec}(z, E, \mu) + P^{phot}(z, E, \mu) \quad (1.11)$$

La production d'électrons primaires due à la précipitation de plasma, $P^{prec}(z, E, \mu)$, est nulle partout sauf au sommet de l'atmosphère. Là-haut elle est déterminée par les caractéristiques du flux d'électrons qui précipite dans l'atmosphère en provenance de la magnétosphère, que l'on cherche à caractériser sur Jupiter.

La source correspondant à la production de photoélectrons est donné par :

$$P^{phot}(z, \mu, E) = \frac{1}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^{tot}(E)} \sum_{\ell} p_{\ell}^{phot}(z, E), \quad (1.12)$$

où $p_{\ell}^{phot}(z, E)$ (qui s'exprime en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) est la production volumique de photoélectrons d'énergie E par ionisation de l'espèce ℓ . (Pour simplifier les notations on décrit seulement le cas où chaque espèce atmosphérique ℓ produit un seul type d'ion). Lors d'une photoionisation, on considère que le photoélectron emporte avec lui toute l'énergie E disponible, c'est-à-dire que son énergie cinétique vaut $E = E_{h\nu} - E_{\ell}^{thres}$, où $E_{h\nu}$ est l'énergie du photon incident et E_{ℓ}^{thres} est le seuil d'ionisation

de l'espèce ℓ . La production d'électrons d'énergie E par photoionisation de l'espèce ℓ (qui s'exprime en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) est donc donnée par :

$$p_{\ell}^{\text{phot}}(z, E) = \frac{1}{4\pi} n_{\ell}(z) \sigma_{\ell}^{\text{ion,phot}}(E + E_{\ell}^{\text{thres}}) \Phi(z, E + E_{\ell}^{\text{thres}}), \quad (1.13)$$

où

- $n_{\ell}(z)$ (en cm^{-3}) est la densité de l'espèce ℓ à l'altitude z .
- $\sigma_{\ell}^{\text{ion,phot}}(E')$ (en cm^2) est la section efficace de photoionisation de l'espèce ℓ à l'énergie E' .
- $\Phi(z, E')$ (en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$) est le flux différentiel de photons ionisants d'énergie E' .
- Le facteur 4π répartit la production de manière isotrope.

Terme de diffusion D . Le terme de diffusion $D(z, \mu, E)$ donnant le nombre d'électrons produits à l'altitude z dans l'état (μ, E) vaut :

$$D(z, \mu, E) = \frac{1}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^{\text{abs}}(E)} \sum_{\ell} d_{\ell}(z, \mu, E), \quad (1.14)$$

où la sommation s'effectue sur les différentes espèces atmosphériques indexées par l'indice ℓ et le terme correspondant à chaque espèce est (en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$) :

$$d_{\ell}(z, \mu, E) = n_{\ell}(z) \int_{E'=E}^{E_{\text{max}}} \int_{\mu'=-1}^1 \sigma_{\ell}^{\text{tot}}(E') I(\tau, \mu', E') R_{\ell}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) 2\pi d\mu' dE' \quad (1.15)$$

$R_{\ell}(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$ est la fonction de redistribution en angle et en fréquence de l'espèce ℓ . Elle s'exprime en $\text{eV}^{-1} (2\pi\text{sr})^{-1}$. Elle donne la probabilité de créer un électron dans l'état (μ, E) lors d'une collision entre un électron dans l'état (μ', E') et une particule de l'espèce ℓ :

$$R_{\ell}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sum_p \sigma_{\ell,p}^{\text{elec}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sigma_{\ell}^T(E')} \quad (1.16)$$

La somme du numérateur porte sur tous les processus élastiques et inélastiques p que peut subir l'espèce ℓ par collision électronique. Les $\sigma_{\ell,p}^{\text{elec}}$ sont les sections efficaces différentielles correspondantes (mesurées en $\text{cm}^2 \text{eV}^{-1} (2\pi\text{sr})^{-1}$).

Résolution de l'équation de Boltzmann dans TRANS*

Une fois que l'on connaît ses termes de production S et D , l'équation de Boltzmann stationnaire (1.10) portant sur le flux de particules dans un milieu plan-parallèle est formellement analogue à celle une équation de transfert radiatif monochromatique (Stamnes *et al.*, 1988). Une autre manière de voir les choses est de dire que l'équation de transfert radiatif est une équation de Boltzmann pour le gaz de photons (Mihalas, 1978). Pour mémoire, l'équation de transfert radiatif monochromatique plan-parallèle est de la forme :

$$\mu \frac{dI_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \Phi)}{d\tau_{\lambda}} = I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \Phi) - S_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \Phi), \quad (1.17)$$

où Φ est l'angle azimuthal, μ le cosinus de l'angle polaire, $I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \Phi)$ l'intensité spécifique dans la direction (μ, Φ) à l'épaisseur optique τ_λ et à la longueur d'onde λ et $S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \Phi)$ est la fonction source. Cette équation a été étudiée en profondeur, et il existe plusieurs techniques pour la résoudre... dont l'équation de Boltzmann peut bénéficier. L'une de ces techniques est la méthode des ordonnées discrètes (introduite par Chandrasekhar (1960)), dans laquelle on discrétise l'espace des angles liés à μ pour se ramener à un système d'équations différentielles couplées du 1^{er} ordre, qui peut être résolu numériquement en décomposant le milieu en couches homogènes (Stamnes *et al.*, 1988). Une autre technique qui avait été envisagée initialement lors de la genèse de TRANSCAR est la "technique Feautrier" (Feautrier, 1964), qui résout l'équation de transfert radiatif plan-parallèle en la transformant en une équation différentielle du 2^{eme} ordre portant sur le flux net (voir paragraphe 3.2 pour plus de détails). Cependant la méthode de Feautrier est mal adaptée aux hypothèses d'énergie décroissante utilisées pour décrire la dégradation en énergie des électrons. De plus elle nécessite que le terme source soit isotrope, ce qui n'est pas le cas dans TRANS* puisqu'on décrit la diffusion angulaire qui a lieu lorsqu'un électron subit une collision. Ainsi, dans TRANS*, c'est la méthode des ordonnées discrètes qui a été implémentée. L'équation de Boltzmann stationnaire dissipative est mise sous la forme (1.17) puis résolue en utilisant l'algorithme DISORT²⁹ (Stamnes *et al.*, 1988).

Hypothèses du code TRANS*

Le code TRANS* repose sur un certain nombre d'hypothèses.

Tout d'abord on suppose que l'atmosphère et les précipitations de plasma sont dans un état stationnaire. Ceci est justifié par le fait que les particules suprathermiques sont absorbées en un temps suffisamment court pour que les précipitations et les paramètres atmosphériques n'aient pas le temps de varier.

On décrit localement l'atmosphère avec un modèle plan-parallèle et on considère que celle-ci est stratifiée horizontalement. Notons que cela nous empêche de tenir compte du transport horizontal des particules (et donc de décrire des vents horizontaux) mais est bien adapté pour décrire des particules qui précipitent le long des lignes de champ magnétique, jusque relativement bas en latitude magnétique (Culot *et al.*, 2004).

A ce sujet, on assimile le mouvement des particules chargées (qui est composé de morceaux de spirales centrées autour des lignes de champ magnétique) au mouvement de leur centre de giration (dont la trajectoire est composée de segments rectilignes).

Par ailleurs on néglige la force électrique que le champ électrique ambiant exerce sur les particules de plasma, ainsi que la force de gravité. La force électrique accélère les particules et est susceptible de les accélérer et de les dévier de leurs trajectoires, et par conséquent peut modifier l'altitude à laquelle celles-ci sont absorbées, mais il serait difficile de tenir compte du champ électrique de l'ionosphère de Jupiter ou d'un Jupiter chaud puisqu'on ne les connaît pas !

En outre, comme on l'a vu par l'intermédiaire du terme de friction $L(E)$, on recourt à la CSDA - mais uniquement pour décrire les collisions entre les électrons

²⁹ L'algorithme DISORT (Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium) est en accès libre à l'adresse ftp://climate1.gsfc.nasa.gov/wiscombe/Multiple_Scatt/.

suprathermiques et les électrons ionosphériques ainsi que la génération d'ondes Cerenkov (et non pour décrire les collisions entre les particules neutres et les électrons suprathermiques, comme c'était le cas dans les codes cités plus haut). Le formalisme de l'équation de Boltzmann permet en effet de décrire de manière discrète les pertes d'énergie se produisant à chaque collision avec une particule neutre ; Simon (2006) détaille comment ces pertes d'énergie sont discrétisées dans le code.

Une approximation est faite dans le traitement des collisions inélastiques puisqu'on considère que les électrons incidents n'y sont pas déviés. Quant aux électrons secondaires, on suppose que leur distribution angulaire est isotrope. Il a été montré que cette hypothèse n'a pas d'influence notable sur les résultats (Lummerzheim et Liliensten, 1994). En revanche la déflexion des électrons lors des diffusions élastiques est bel et bien prise en compte.

Enfin une des limitations du code réside dans le fait que l'on néglige l'énergie cinétique des fragments issus de la dissociation des molécules atmosphériques, alors que ces fragments ne sont en réalité pas au repos. Pour la molécule d'hydrogène par exemple, les fragments se répartissent en deux populations : on peut distinguer une population ayant une énergie cinétique de 0.3 eV et une autre de 4 eV (Ajello et al., 1991).

Un des produits de TRANS* : l'énergie consommée pour produire une paire électron-ion

Comme le montre la figure 1.12, une des sorties de la partie cinétique du code est le calcul des taux d'ionisation des différentes particules atmosphériques. En comptant combien de particules atmosphériques se font ioniser par des précipitations d'électrons, on peut calculer l'énergie moyenne consommée dans le faisceau d'électrons pour produire une paire électron-ion en fonction de l'énergie des électrons incidents. Plutôt que de résoudre l'équation de transport des électrons, certains codes utilisent cette valeur directement, sous le nom de *W-value*. Nous l'avons calculée pour les différentes atmosphères planétaires décrites par un code TRANS* :

$$W = \frac{Q_{full}}{P_i} \quad (1.18)$$

où Q_{full} est le flux d'énergie apporté dans l'atmosphère par les précipitations d'électrons (qui s'exprime en $\text{eV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) et P_i est le nombre d'ions produits par seconde dans une colonne d'atmosphère (qui s'exprime en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Le résultat est publié dans Annales Geophysicae Simon Wedlund et al. (2011), dont l'article est reproduit dans l'annexe 1. Ma contribution à ce travail a été de faire le calcul pour Jupiter et des atmosphères composées uniquement de H, H₂ et He. Pour Jupiter on trouve $W = 43 \text{ eV}$ lorsque les précipitations d'électrons ont une énergie caractéristique E de 100 eV, et $W = 37 \text{ eV}$ pour $E = 1 \text{ keV}$.

Chapitre 2

Emission Lyman α des aurores de Jupiter

Comment caractériser les précipitations d'électrons ?

La raie H-Ly α est la plus intense du spectre UV des aurores. Nous avons donc cherché à voir quelles informations elle permet d'obtenir sur les précipitations incidentes. Son profil dépend-il de l'énergie des électrons incidents ? De leur distribution angulaire ?

Le code TRANS-Jupiter nous donnera les flux d'électrons à travers l'atmosphère. Cela permettra de calculer les taux d'excitation de H(2s) et H(2p), et d'en déduire le taux d'émission de photons Ly α . Comme l'hydrogène atomique est un composant majoritaire de la haute atmosphère, celle-ci est optiquement épaisse à la longueur d'onde des transitions de la série de Lyman. En effet, le niveau inférieur de ces transitions est peuplé thermiquement (puisque c'est le niveau fondamental $n = 1$). Nous ferons donc ensuite des calculs de transfert radiatif pour obtenir l'intensité de la raie émergente Ly α , ainsi que son profil.

Cette étude a été publiée dans l'article Menager *et al.* (2010) qui est joint à ce manuscrit dans l'annexe A, je ne la détaille donc pas à nouveau ici. En revanche j'apporte des précisions sur certains points qui n'ont pas été développés dans l'article.

1 Modélisation avec TRANS-Jupiter

Lorsqu'on adapte TRANS* à une nouvelle planète, la majeure partie du travail consiste à changer les entrées du code : trouver un modèle d'atmosphère, rassembler les sections efficaces de photoabsorption et les sections efficaces de collision électronique élastiques et inélastiques, chercher des informations sur les précipitations de particules incidentes en haut de l'atmosphère.

1.1 L'atmosphère aurorale de Jupiter

Les mesures in-situ effectuées dans l'atmosphère de Jupiter ont été réalisées par la sonde de Galileo à 6° de latitude, bien loin des régions aurorales. Or l'énergie apportée par les précipitations de plasma est à l'origine d'une température et d'une chimie différentes de celles des basses latitudes. L'atmosphère est en particulier chauffée par les réactions chimiques exothermiques initiées par l'ionisation et la dissociation

de H_2 (voir figure 2.1) ainsi que par l'énergie cinétique des fragments de dissociation de H_2 . Les mesures de Galileo ne reflètent donc pas ce que l'on peut trouver dans

Reaction	Reaction	Rate Coefficient, $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	Reference
1	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H + 1.6 \text{ eV}$	2.0×10^{-9}	<i>Theard and Huntress [1974]</i>
2	$H_3^+ + e \rightarrow H + H + H + 4.8 \text{ eV}$	$1.15 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{300}\right)^{0.65}$	<i>Datz et al. [1995]</i>
3	$\rightarrow H_2 + H + 9.3 \text{ eV}$		<i>Sundström et al. [1994]</i>
4	$H + H + H_2 \rightarrow H_2 + H_2 + 4.48 \text{ eV}$	$8 \times 10^{-33} \left(\frac{T}{300}\right)^{0.6}$	<i>Ham et al. [1970]</i>
5	$H_2^+ + e \rightarrow H + H + 10.95 \text{ eV}$	1×10^{-8}	<i>Auerbach et al. [1977]</i>

FIGURE 2.1 – Tableau tiré de *Grodent et al. (2001)* : Réactions chimiques exothermiques impliquées dans le chauffage chimique de l'atmosphère. L'énergie relachée par chaque réaction est indiquée dans la deuxième colonne.

les zones polaires, si bien que quelques auteurs ont élaboré des modèles spécifiques pour décrire l'atmosphère aurorale.

Avant les mesures de Galileo, *Trafton et al. (1994)* avaient construit un modèle qui leur permettait de reproduire les bandes de Lyman et de Werner de H_2 observées par HST/GHRS entre 125.2 et 128.8 nm ainsi qu'entre 157.0 et 160.7 nm. Leur modèle inclut les espèces neutres H, H_2 , He et CH_4 (voir figure 2.2). Il va de 0 à 3000 km d'altitude. Il est contraint par la température des raies quadrupolaires de H_2 à 2.03, 2.12 et 2.22 μm dans la région aurorale au sud de Jupiter (*Kim et al., 1990*) et celle de l'émission de H_3^+ à 2 μm (*Drossart et al., 1989*) mesurées avec le CFHT. *Trafton et al. (1994)* ont utilisé le modèle de précipitations électroniques de *Waite et al. (1983)* pour calculer les taux d'excitation des niveaux électroniques de H_2 et prédire l'allure de ses bandes de Lyman et de Werner. Ils obtiennent une température exosphérique particulièrement élevée : 2100 K. Une autre particularité de ce modèle réside dans le fait que H_2 reste plus abondant que H jusqu'à plus de 4000 km d'altitude.

Un autre modèle d'atmosphère aurorale est proposé par *Grodent et al. (2001)*. Leur modèle inclut cinq espèces de particules neutres : H, H_2 , He, CH_4 et C_2H_2 et il couvre les altitudes de 100 à 1850 km. Il est construit de manière auto-cohérente, en se basant sur un modèle de conductivité thermique et le modèle de transport des électrons unidimensionnel et à deux faisceaux de *Waite et al. (1983)*. En résolvant des équations de diffusion, les profils de composition et de température ont été ajustés de manière auto-consistante. Les précipitations d'électrons d'une aurore discrète ont été modélisées par une somme de trois maxwelliennes, de la forme

$$\Phi^{\text{discr}}(E) = \Phi_1 \frac{E}{E_1} e^{\frac{-E}{E_1}} + \Phi_2 \frac{E}{E_2} e^{\frac{-E}{E_2}} + \Phi_3 \frac{E}{E_3} e^{\frac{-E}{E_3}}, \quad (2.1)$$

avec pour la maxwellienne la plus énergétique $E_1 = 22 \text{ keV}$ et $\Phi_1 = 100 \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, celle du milieu $E_2 = 3 \text{ keV}$ et $\Phi_2 = 10 \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et la plus douce $E_3 = 100 \text{ eV}$ et $\Phi_3 = 0.5 \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le flux total contenu dans ce spectre a été ajusté pour que le nombre de photons qu'il fait émettre à H_2 soit, si on le somme sur une colonne d'atmosphère (en négligeant l'absorption), 1.1 MR, qui est une valeur effectivement observée dans les arcs discrets. La composante à haute énergie a été ajustée pour

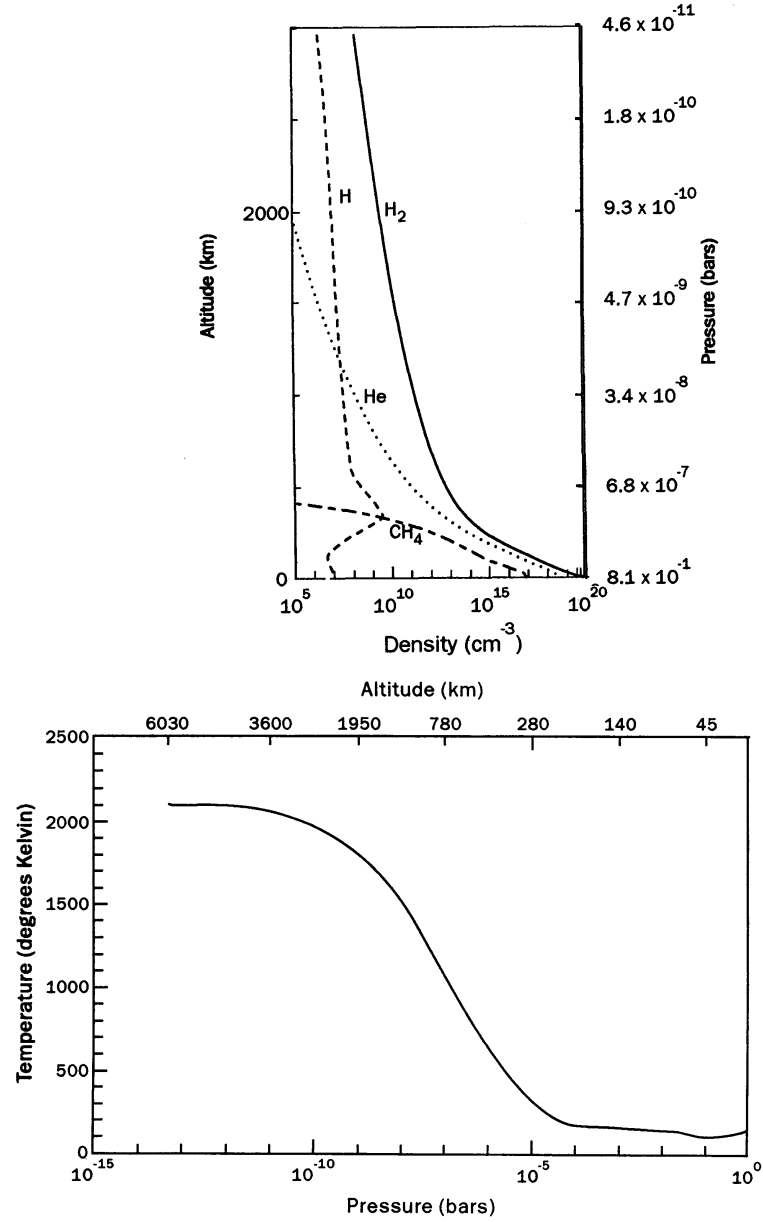


FIGURE 2.2 – Tirée de Trafton et al. (1994) : Profils de densité des espèces neutres et profil de température du modèle d'atmosphère de Trafton et al. (1994).

que l'altitude des émissions corresponde à celle mesurée par Galileo dans le visible (245 ± 30 km). Quant aux deux maxwelliennes les plus douces, elles ont été ajustées pour respecter les contraintes imposées sur le profil de température par l'observation des émissions de H_3^+ , H_2 et des hydrocarbures (voir figure 2.3b). Le flux d'une aurore diffuse contient les deux mêmes maxwelliennes les moins énergétiques mais la plus énergétique est remplacée par une fonction kappa :

$$\Phi^{\text{diff}}(E) = \Phi_1 \frac{E}{E_1} \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{\kappa E_1}\right)^{\kappa+1}} + \Phi_2 \frac{E}{E_2} e^{-\frac{E}{E_2}} + \Phi_3 \frac{E}{E_3} e^{-\frac{E}{E_3}}, \quad (2.2)$$

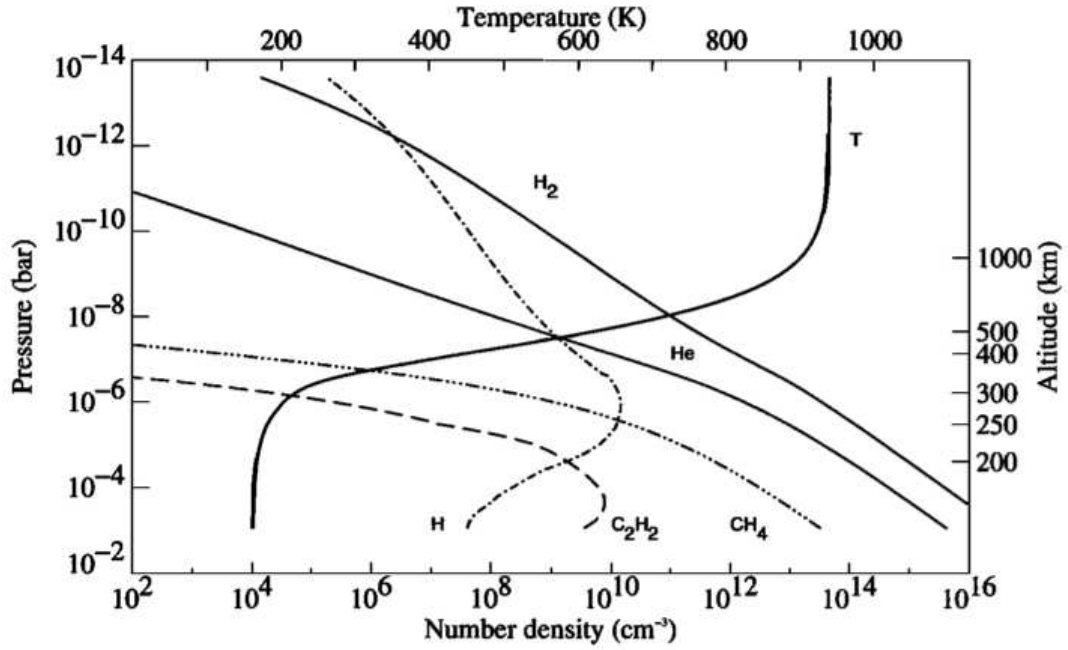
avec dans ce cas $E_1 = 15$ keV, $\Phi_1 = 20$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Le flux porté par la fonction kappa est contraint par les mesures de l'instrument EPD de mesure des particules énergétiques de Galileo effectuées entre 10 et 20 R_J . L'énergie caractéristique de cette fonction a été choisie pour que l'on retrouve encore le maximum d'émission à 245 km (bien que cette altitude ait été observée dans une aurore discrète...). Comme on peut le voir sur la figure 2.3, dans les deux cas la température exosphérique atteint environ 1300 K, soit 360 K de plus que ce qu'avait mesuré Galileo. Dans TRANS-Jupiter j'ai essentiellement travaillé avec le modèle d'atmosphère discrète. (Le fait d'utiliser le profil de température d'une aurore diffuse donnait des résultats très similaires.) Bien qu'il repose sur un coefficient de diffusion turbulente recommandé par Gladstone *et al.* (1996) pour les régions non-aurorales, et donc qu'il ne tienne pas compte du fait que le chauffage des régions polaires augmente probablement la turbulence, le modèle de Grodent *et al.* (2001) est le seul à tenir compte de manière auto-cohérente de la précipitation d'électrons, du chauffage et de la diffusion, et il donne des résultats qui sont compatibles avec les observations dans l'UV. En revanche il ne donne pas de profil de densité électronique, j'ai donc utilisé pour n_e un profil mesuré par occultation radio par Voyager II, et j'ai choisi le profil mesuré à la latitude la plus élevée possible (66°) (Hinson *et al.*, 1998).

Gustin *et al.* (2006) utilisent le modèle d'atmosphère "NEB" (*North Equatorial Belt*) proposé par Gladstone *et al.* (1996) pour modéliser un arc auroral observé avec HST/STIS. Le modèle NEB est issu de calculs de photochimie et de diffusion à une dimension. La seule source d'énergie externe à l'atmosphère qui y est décrite est le rayonnement solaire ; les précipitations de plasma aurorales ne sont pas prises en compte. Ce modèle n'est pas approprié pour décrire des régions aurorales, je ne l'ai donc pas utilisé.

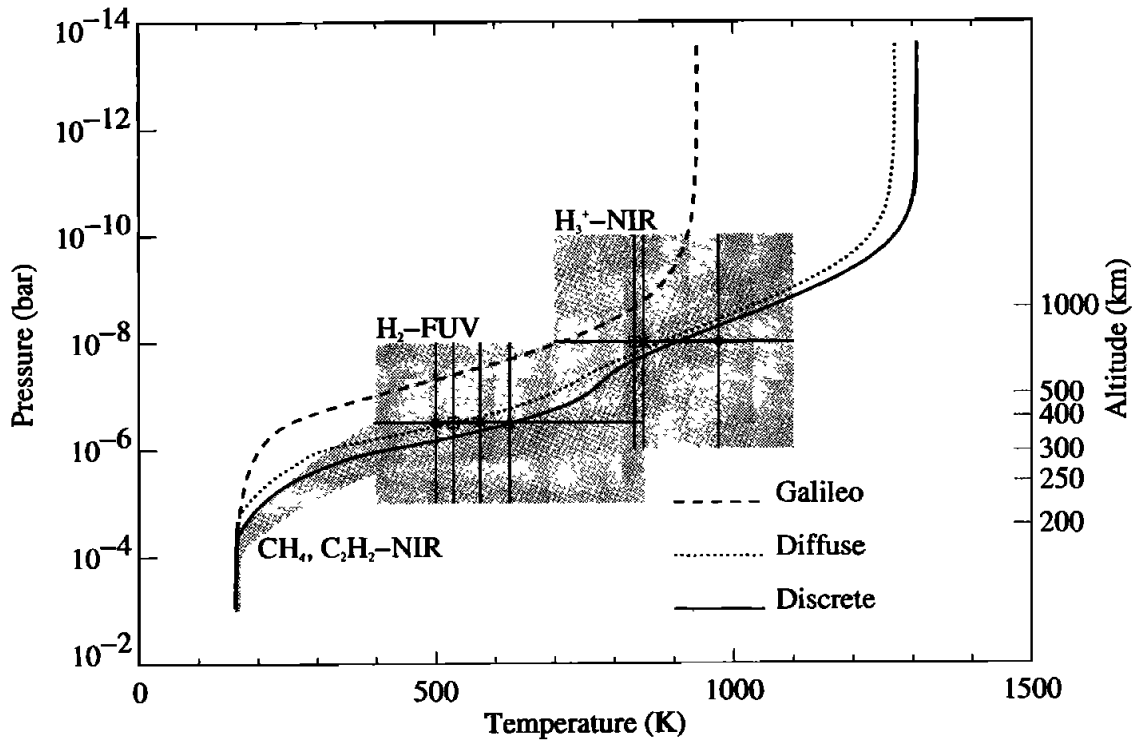
2 Quenching

Pour obtenir le taux d'émission de photons $Ly\alpha$, il est nécessaire de tenir compte des processus de *quenching*, qui sont susceptibles de faire passer les atomes de l'état $2s$ à l'état $2p$. En effet, la transition $H(2s) \rightarrow H(1s)$ est interdite par les règles de sélection dipolaires. La désexcitation spontanée de $H(2s)$ est une émission à deux photons. La durée de vie de l'état $2s$ est de $\tau_{2s} = 0.14$ s, ce qui en fait un état métastable. Comme le niveau $2s$ est situé seulement 4.4 meV au-dessus du niveau $2p$, de faibles perturbations suffisent pour faire passer les atomes d'un état à l'autre.

La vitesse thermique moyenne des atomes d'hydrogène, qui vaut $v_{\text{moy}}^{\text{th}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_H}}$, varie entre 1.5 et 5 km/s dans l'atmosphère de Jupiter (voir figure 2.4). Or à ces



(a) Profils de densité de H, H₂, He, CH₄ et C₂H₄ du modèle de Grodent *et al.* (2001). En revanche le profil de température présenté sur cette figure n'est pas celui produit par le code de Grodent *et al.* (2001). Il correspond au profil mesuré par Galileo et a servi de point de départ au code.



(b) Profils de température calculés dans le cas d'une aurore diffuse et d'une aurore discrète, comparés avec le profil mesuré par Galileo. La zone grisée délimite un domaine restreint par les contraintes observationnelles. Les molécules ayant servi à établir ces contraintes ainsi que les domaines de longueurs d'ondes utilisés sont indiqués.

FIGURE 2.3 – Modèle d'atmosphère de Grodent *et al.* (2001)

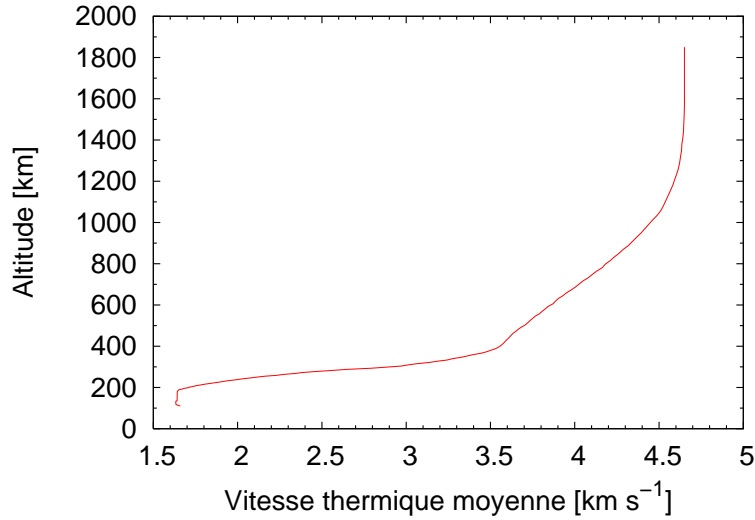


FIGURE 2.4 – Vitesse thermique moyenne $v_{moy}^{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_H}}$ des atomes d’hydrogène en fonction de l’altitude.

vitesses, la section efficace de quenching de $H(2s)$ vers $H(2p)$ par collision avec H_2 , σ_{quench} , est de l’ordre de 100 \AA^2 (Vassilev et al., 1990). Le taux de transition correspondant (qui s’exprime en s^{-1}) est :

$$A_{quench} = n_{H_2} \sigma_{quench} v_{moy}^{th} \quad (2.3)$$

Il est tracé sur la figure 2.5. La figure 9 de Menager et al. (2010) montre que la majo-

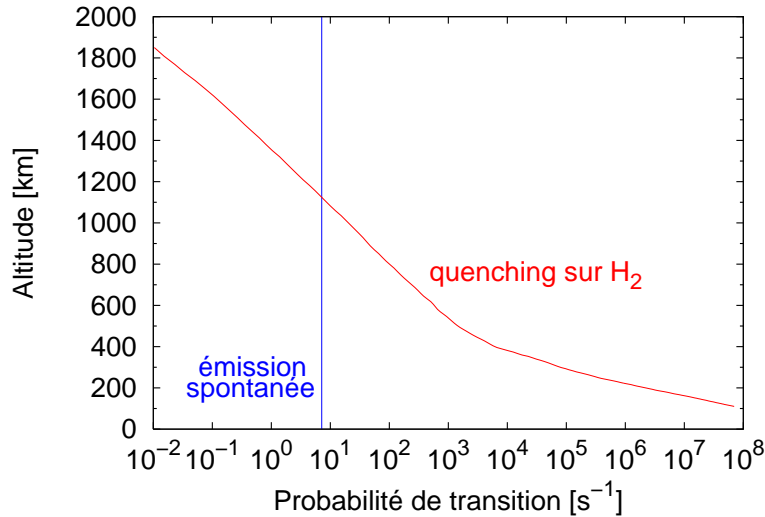


FIGURE 2.5 – Comparaison du taux de transition de $H(2s)$ par quenching sur H_2 et par émission spontanée à deux photons.

rité des photons $Ly\alpha$ sont émis en-dessous de 1000 km d’altitude, altitude en-dessous de laquelle le quenching domine largement par rapport à l’émission spontanée, d’autant plus que nous n’avons tenu compte que des collisions de $H(2s)$ avec H_2 et pas de

celles avec les autres constituants atmosphériques. Dans le calcul du taux d'émission de photons $\text{Ly}\alpha$ nous pouvons donc considérer que tous les atomes d'hydrogène excités dans l'état $2s$ se désexcitent en passant dans l'état $2p$ et en émettant un photon $\text{Ly}\alpha$.

Le quenching de $\text{H}(2s)$ vers $\text{H}(2p)$ peut également être initié par un champ électrique. En présence d'un champ électrostatique de valeur \mathcal{E} exprimée en V m^{-1} , la durée de vie de l'état $2s$ n'est plus $\tau_{2s} = 0.14$ s mais devient (Mentall et Gentieu, 1970) :

$$\tau'_{2s} [\text{en s}] = 3.6/\mathcal{E}^2. \quad (2.4)$$

Le champ électrique horizontal sur Jupiter est estimé à 1 V m^{-1} (Lystrup et al., 2007), il est trop faible pour initier un quenching de $2s$ vers $2p$ puisque l'on obtient $\tau'_{2s} = 3.6$ s.

3 Transfert radiatif

Pour calculer le profil de la raie $\text{Ly}\alpha$ qui émerge de l'atmosphère, j'ai utilisé le code de transfert radiatif qu'avait introduit Gladstone (1988) pour modéliser des émissions UV de deux planètes, côté jour. Les émissions en question étaient celles de l'oxygène atomique sur Terre et des raies H-Lyman- α et β sur Jupiter. Ce code utilise la méthode de Feautrier pour résoudre l'équation de transfert radiatif. (Cette méthode est décrite au paragraphe 3.2.) Le code utilise une géométrie 1D plan-parallèle pour faire des calculs de diffusion mais il tient compte de la sphéricité de l'atmosphère dans le calcul de l'épaisseur optique traversée par les photons stellaires qui pénètrent dans l'atmosphère.

3.1 Code de transfert radiatif : historique

La raie $\text{Ly}\alpha$ de H est située à 1215.67 \AA et celle de D à 1215.34 \AA , si bien que les ailes des deux raies se superposent et permettent des échanges de photons. En reprenant le code de Gladstone (1988), Griffioen (2000) a montré que ce couplage fait diminuer l'intensité de la raie D- $\text{Ly}\alpha$ de la raie qui émerge de l'atmosphère au niveau du limbe. A cause de ce couplage les photons sont diffusés dans les ailes de la raie H- $\text{Ly}\alpha$, d'où la probabilité de sortir est très faible (plus on s'éloigne du coeur d'une raie, plus l'atmosphère devient optiquement fine).

Parkinson et al. (1999, 2006) ont repris ce code pour estimer l'abondance du deutérium dans la thermosphère de Jupiter, modéliser sa chimie et calculer l'intensité de sa raie $\text{Ly}\alpha$.

Barthélemy et al. (2004) s'en sont servi pour modéliser l'émission $\text{Ly}\beta$ de H dans l'atmosphère jovienne et étudier l'effet du couplage de cette raie avec la raie $(6,0)P(1)$ de la bande de Lyman de H_2 . Ils ont montré que le couplage fait diminuer l'intensité de la partie centrale de la raie et la rend asymétrique.

Le code a également permis à Barthélemy et al. (2005) de décrire le couplage entre la raie H- $\text{Ly}\alpha$ et des raies de H_2 , et de prédire que les températures vibrationnelles de H_2 sur Jupiter sont 40 à 50 % plus élevées que les températures cinétiques.

Enfin, Barthélemy et al. (2007) s'en sont servi pour étudier comment les raies H- $\text{Ly}\alpha$ et H- $\text{Ly}\beta$ du Jupiter chaud HD 209458b sont modifiées sous l'effet de leur couplage avec des raies de H_2 , et comment elles influent sur l'intensité mesurée

pendant le transit. Les modifications sont trop faibles pour être détectées avec les télescopes actuels et il est donc impossible pour l’instant de détecter la présence de H_2 en utilisant cette technique. En revanche le couplage avec des aires de H_2 entraîne une diminution d’intensité de l’ordre de 2.5% lors du transit dans les raies stellaires du carbone ionisé C III à 977.02 Å et 1175 Å et dans la raie de l’oxygène ionisé O VI à 1032 Å, si bien qu’il semble théoriquement possible de détecter H_2 de cette manière. Cela va peut-être se réaliser prochainement : une demande de temps pour observer le Jupiter chaud HD 189733b avec le *Cosmic Origins Spectrograph* (COS)¹ de HST, à laquelle je suis associée, a été soumise en février dernier.

3.2 Equation de transfert radiatif

A ce sujet ma référence principale est l’excellent livre de Mihalas (1978).

Dans un milieu plan-parallèle et dans un état stationnaire, l’équation donnant la variation d’intensité le long d’un rayon lumineux est :

$$\mu \frac{dI}{dz}(z, \mu, x) = -\alpha(z, x)I(z, \mu, x) + j(z, \mu, x) \quad (2.5)$$

où

- $I(z, \mu, x)$ (qui s’exprime en photons $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} Å^{-1}$) est l’intensité spécifique à l’altitude z , dans la direction définie par l’angle μ et à la fréquence x .
- μ est le cosinus de l’angle entre la verticale et la direction de propagation des photons.
- $\alpha(z, x)$ est le coefficient d’extinction (qui s’exprime en cm^{-1}) :

$$\alpha = \sum_k n_k(z) \sigma_k^{abs}(x) + \sum_\ell n_\ell(z) \sigma_\ell^{diff}(x) \quad (2.6)$$

La première somme porte sur les différentes espèces absorbantes présentes dans le milieu et la deuxième sur les espèces diffusantes. $n_i(z)$ est la densité de l’espèce i à l’altitude z , $\sigma_i^{abs}(x)$ sa section efficace d’absorption à la fréquence x et $\sigma_i^{diff}(x)$ sa section efficace de diffusion. Comme nous ne nous intéressons pas au couplage entre différentes raies, dans la suite, pour simplifier les notations, on pourra supposer qu’un seul absorbeur et qu’un seul diffuseur sont présents.

- $j(z, \mu, x)$ est le coefficient d’émission (qui s’exprime en photons $s^{-1} cm^{-3} sr^{-1} Å^{-1}$). Il donne la densité volumique et spectrale de photons émis à l’altitude z à la fréquence x dans la direction μ .

Si l’on introduit le terme source

$$S(z, \mu, x) = \frac{j(z, \mu, x)}{\alpha(z, x)} \quad (2.7)$$

(qui s’exprime en photons $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} Å^{-1}$), l’équation de transfert radiatif plan-parallèle stationnaire se réécrit :

$$\mu \frac{1}{\alpha(z, x)} \frac{dI}{dz}(z, \mu, x) = -I(z, \mu, x) + S(z, \mu, x), \quad (2.8)$$

1. L’instrument COS a été installé en mai 2009 sur HST. Il fait de la spectroscopie moyenne et basse résolution entre 1150 et 3200 Å.

ou encore

$$\mu \frac{dI}{d\tau}(z, \mu, x) = -I(z, \mu, x) + S(z, \mu, x), \quad (2.9)$$

où $d\tau(z, x) = \alpha(z, x)dz$ est l'épaisseur optique de la couche élémentaire d'épaisseur dz située à l'altitude z .

Une des difficultés relatives à l'équation de transfert radiatif réside dans le coefficient d'émission, qui peut dépendre de l'intensité, par exemple si on décrit un phénomène de diffusion. Dans le cas le plus simple d'une diffusion cohérente (où le photon est ré-émis à la même fréquence que celle à laquelle il a été absorbée) et où la ré-émission est isotrope, on a ainsi :

$$S(z, \mu, x) = \frac{1}{4\pi} \int I(z, \mu, x) d\mu \quad (2.10)$$

L'équation de transfert radiatif devient alors une équation intégral-différentielle dont la résolution analytique pose problème mathématiquement (du fait de l'intégration sur les angles).

Terme source

Nous voulons calculer le profil de la raie Ly α , autrement dit nous avons besoin de savoir comment les photons y sont répartis en fonction de la fréquence. Or lorsqu'un photon est diffusé, l'effet Doppler lié au mouvement de la particule diffusante a pour conséquence que le photon n'est pas nécessairement ré-émis exactement à la même fréquence que celle à laquelle il a été absorbé. Nous devons donc nous intéresser à la diffusion non cohérente et à la redistribution en fréquence qui s'y opère.

Dans notre cas, nous pouvons distinguer trois contributions dans le terme source. La première est celle des **sources internes**. Elle décrit les photons qui sont émis par les particules atmosphériques situées à l'altitude z . Cette émission est supposée isotrope. La deuxième est celle des **sources externes**. Elle décrit les photons qui ont été émis par une source située hors de l'atmosphère (dans notre cas ce sont les photons émis par l'étoile), qui pénètrent jusqu'à l'altitude z où ils subissent une diffusion qui les amène dans la direction μ et la fréquence x . La dernière contribution est celle des autres photons qui subissent une diffusion à l'altitude z et se retrouvent dans la direction μ avec la fréquence x . Ainsi on a (Gladstone, 1982) :

$$\begin{aligned} S(z, \mu, x) = & \frac{1}{\alpha(z, x)} \frac{V(z, x)}{4\pi} \\ & + \frac{1}{\alpha(z, x)} \frac{n^{diff}(z)}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^{diff}(z, x') r(z, x', x) F(x') e^{-\tau(z, x')} dx' \\ & + \frac{1}{\alpha(z, x)} \frac{n^{diff}(z)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^{diff}(z, x') r(z, x', x) \int_{-1}^1 I(z, \mu', x') d\mu' dx' \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dans cette équation,

- $V(z, x)$ (qui s'exprime en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) est le taux volumique et spectral d'émission de photons par les sources internes. Le facteur 4π assure le caractère isotrope de cette source.

- $n^{diff}(z)$ (qui s'exprime en cm^{-3}) est la densité de diffuseurs.
- $\sigma^{diff}(z, x')$ (qui s'exprime en cm^2) est la section efficace de diffusion à la fréquence x' .
- $r(z, x', x)$ (qui s'exprime en \AA^{-1}) est égale à la fonction de redistribution en fréquence $R(z, x', x)$ (qui s'exprime en \AA^{-2}) divisée par le profil d'absorption (qui s'exprime en \AA^{-1} et qui est donné par la fonction de Voigt). Ainsi $R(z, x', x)dx dx'$ est la probabilité qu'un photon de fréquence comprise entre x' et $x' + dx'$ soit absorbé et qu'il soit ré-émis à une fréquence comprise entre x et $x + dx$. La fonction de redistribution est normalisée : $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(z, x', x) dx' dx = 1$.
- 1. Le profil d'absorption $\phi^{abs}(x')$ s'obtient en intégrant R par rapport à la fréquence du photon émergent : $\phi^{abs}(x') = \int_{-\infty}^{\infty} R(x', x) dx$. Notons que comme les particules diffusantes sont des atomes d'hydrogène, qui sont bien plus petits que la longueur d'onde du rayonnement $\text{Ly}\alpha$, nous pouvons supposer la redistribution isotrope (Mihalas, 1978) et par conséquent nous n'avons pas besoin de modéliser la redistribution en angle.
- $F(x')$ (qui s'exprime en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) est le flux de photons en provenance de l'étoile incident en haut de l'atmosphère dans la raie $\text{Ly}\alpha$.
- $\tau(z, x')$ (qui s'exprime sans dimension) est l'épaisseur optique de l'atmosphère traversée par les photons en provenance de l'étoile :

$$\tau(z, x') = \int_z^{+\infty} \alpha(z', x') \frac{dz'}{\mu_\star} \quad (2.12)$$

μ_\star est ici le cosinus de l'angle stellaire zénithal.

Fonction de redistribution

La fonction de redistribution contient l'information à la fois sur le profil d'absorption de la raie et sur celui d'émission. Comme nous pouvons supposer que la redistribution en angle est isotrope, seule la redistribution en fréquence est pertinente. Plusieurs fonctions existent pour la décrire.

Tout d'abord, dans le cas où il n'y a pas de corrélation entre la fréquence du photon absorbé et celle du photon ré-émis, on utilise alors la fonction de redistribution complète (*Complete Frequency Redistribution*, CFR en abrégé). Cette situation se produit dans des milieux très collisionnels où, pendant la durée de vie de l'état excité, des collisions redistribuent les électrons excités entre les différents sous-niveaux. La fonction de redistribution complète $R^{CFR}(z, x', x)$ est le produit du profil d'absorption $\phi^{abs}(x')$ par le profil d'émission $\phi^{em}(x)$:

$$R^{CFR}(z, x', x) = \phi^{abs}(x') \phi^{em}(x). \quad (2.13)$$

Néanmoins ce cas est extrême et la plupart du temps la redistribution n'est que partielle.

Il faut alors tenir compte de la distribution des vitesses des particules pour décrire la redistribution qui s'effectue à cause de l'effet Doppler lié à ce mouvement. La fonction de redistribution partielle (*Angle-Averaged Partial Redistribution*

function, AAPR en abrégé) tient compte de cela. Son expression est donnée par Hummer (1962) et Mihalas (1978). Dans le code, une approximation proposée par Ayres (1985) en est implémentée.

Citons aussi le cas où la taille des particules diffusantes est comparable à la longueur d'onde du rayonnement. La diffusion n'est alors pas isotrope et il faut recourir à une fonction de redistribution en angle et en fréquence $R(z, x', \vec{n}', x, \vec{n})$, telle que $R(z, x', \vec{n}', x, \vec{n}) dx' dx \frac{d\omega'}{4\pi} \frac{d\omega}{4\pi}$ soit la probabilité qu'un photon soit diffusé de la direction \vec{n}' située dans l'angle solide $d\omega'$ et de la gamme de fréquence $[x', x' + dx']$ dans la direction \vec{n} située dans l'angle solide $d\omega$ et dans l'intervalle $[x, x + dx]$.

3.3 Résolution par la méthode de Feautrier

La méthode de Feautrier (Feautrier, 1964; Mihalas, 1978) s'applique à une atmosphère stationnaire 1D plan parallèle. Elle permet de résoudre l'équation de transfert radiatif en se basant sur des équations différentielles².

On commence par définir le flux total $U(z, \mu, x)$ (qui s'exprime en photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) :

$$U(z, \mu, x) = \frac{I(z, \mu, x) + I(z, -\mu, x)}{2} \quad (2.16)$$

ainsi que le flux net $V(z, \mu, x)$:

$$V(z, \mu, x) = \frac{I(z, \mu, x) - I(z, -\mu, x)}{2} \quad (2.17)$$

En additionnant puis soustrayant les équations de transfert radiatif portant sur $I(z, \mu, x)$ et $I(z, -\mu, x)$, on aboutit à deux équations différentielles couplées du 1^{er} ordre portant sur U et V :

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial V}{\partial \tau} = -U + S \\ \mu \frac{\partial U}{\partial \tau} = -V \end{cases} \quad (2.18)$$

(Les dépendances n'ont pas été notées pour alléger la notation.) On obtient alors une équation différentielle du second ordre portant sur U :

$$\mu^2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = U - S \quad (2.19)$$

2. D'autres méthodes la résolvent à partir d'équations intégrales, par exemple en constatant que

$$\frac{\partial (I e^{-\tau/\mu})}{\partial \tau} = -\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} S. \quad (2.14)$$

Si la fonction S est connue et indépendant de I , on a ainsi très facilement accès à I :

$$I(\tau, \mu, x) = I(\tau_0, \mu, x_0) e^{-(\tau_0 - \tau)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_0} S(\mu, \tau') e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau' \quad (2.15)$$

Mais quel est l'intérêt d'être passé à une équation différentielle linéaire du 1^{er} ordre en I (équation 2.9) avec le second membre S à une équation différentielle linéaire du 2^{eme} ordre en U avec le même second membre S ???

L'intérêt réside dans la résolution de 2.19 proposée par Feautrier (1964) à l'aide de la méthode des différences finies. Si on discrétise les altitudes et on remplace les intégrales sur les fréquences et les angles par des formules de quadrature on obtient une équation matricielle à chaque point de la grille d'altitude :

$$-A_{i_z}U_{i_z-1} + B_{i_z}U_{i_z} - C_{i_z}U_{i_z+1} = S_{i_z} \quad (2.20)$$

Le vecteur U_{i_z} donne le développement de U sur les points de la quadrature d'angle et de fréquence, à l'altitude du i_z^{eme} point de la grille spatiale. S_{i_z} donne le développement du terme source S à cette altitude, sur les points de la quadrature. Les matrices A_{i_z} et C_{i_z} sont diagonales et la matrice B_{i_z} est tridiagonale. Le sommet de l'atmosphère correspond à $i_z = 1$, et le bas correspond à l'indice maximum, i_{max} . Les conditions aux limites étant connues, ce système se résout en descendant les altitudes pour exprimer U_{i_z} en fonction de U_{i_z+1} à l'aide des matrices $A_{i_z}, B_{i_z}, C_{i_z}$ et S_{i_z+1} . La condition aux limites en bas de l'atmosphère donne la dernière valeur, $U_{i_{\text{max}}}$ en fonction du terme source $S_{i_{\text{max}}}$ à cette altitude. A ce moment-là, connaissant $U_{i_{\text{max}}}$, $S_{i_{\text{max}}}$ ainsi que les matrices A, B et C , on peut calculer $U_{i_{\text{max}}-1}$, puis remonter les couches atmosphériques ainsi pas à pas (voir le détail des calculs dans (Mihalas, 1978)).

4 Conclusions

4.1 Caractérisation des précipitations de basse énergie (< 10 keV)

Le résultat principal de la modélisation de l'émission $\text{Ly}\alpha$ des aurores joviennes est que le profil de la raie dépend de l'énergie des électrons qui précipitent, tant que celle-ci est inférieure à 10 keV. Ce profil est présenté sur la figure 2.6 pour des électrons incidents de différentes énergies. Les variations de la raie sont quantifiées dans le tableau 2.1 (extrait de l'article).

La largeur à mi hauteur de la raie varie de 24 mÅ quand l'énergie des électrons E_{maxw} passe de 100 eV à 1 keV, et de 19 mÅ quand E_{maxw} passe de 1 à 10 keV. Bien que faibles, ces variations pourraient être détectées par l'instrument *Space Telescope Imaging Spectrograph*, (STIS) de HST³, muni de son réseau E140H. En effet, avec ce réseau, la résolution $R = \lambda/\delta\lambda$ est de 114 000, soit $\delta\lambda = 11$ mÅ à la longueur d'onde de $\text{Ly}\alpha$. Mais c'est sans compter sur l'asymétrie de la raie qui avait été observée par Prangé et al. (1997) avec le Goddard High Resolution Spectrograph de HST à la résolution de 70 mÅ. Après la parution de l'article Menager et al. (2010), deux observations effectuées avec le réseau E140H de STIS ont été publiées (Chaufray et al., 2010). Ces observations mettent en évidence l'asymétrie de la raie. Si on les interprète naïvement, en se basant sur le pic le plus haut on trouve $\text{FWHM} = 120$ mÅ, $\Delta\lambda = 97$ mÅ, $R_{\text{rev}} = 21.4$ pour la 1^{ere} observation. D'après mes

3. Au sujet de STIS, voir la page web du Space Telescope Science Institute : http://www.stsci.edu/hst/stis/documents/handbooks/currentIHB/c04_spectros2.html